

SÉRIE A, N° 1913

N° D'ORDRE :

2780

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROGER SERVANT

Ancien élève de l'École Normale Supérieure
Agrégré de l'Université

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES POLARIMÉTRIQUES DANS L'ULTRA-
VIOLET DE SCHUMANN.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

14 NOV 1939

Soutenues le 1939 devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.....	<i>Président.</i>
E. BLOCH.....	} <i>Examineurs.</i>
G. BRUHAT.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1939

SÉRIE A, N° 1913

N° D'ORDRE :

2780

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROGER SERVANT

Ancien élève de l'École Normale Supérieure
Agrégré de l'Université

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES POLARIMÉTRIQUES DANS L'ULTRA-
VIOLET DE SCHUMANN.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **1939** devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.....	<i>Président.</i>
E. BLOCH.....	} <i>Examineurs.</i>
G. BRUHAT.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1939

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, Professeur, Physique du Globe.

Professeurs honoraires.



H. LEBESGUE.
Émile PICARD.
Léon BRILLOUIN.
GUILLET.
PÉCHARD.
FREUNDLER.
AUGER.
DANGEARD.

LESPIEAU.
MARCHIS.
VESSIOT.
PORTIER.
MOLLIARD.
LAPICQUE.
G. BERTRAND

ABRAHAM.
Ch. FABRY.
Léon BERTRAND
WINTREBET.
DUBOSCQ.
BOHN.
RABAUD.

PROFESSEURS

M. CAULLERY.....	† Zoologie (Évolution des êtres organisés).	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
Émile BOREL.....	† Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
Jean PERRIN.....	† Chimie physique.	De BROGLIE.....	† Théories physiques.
E. CARTAN.....	† Géométrie supérieure.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
A. COTTON.....	† Recherches physiques.	P. JOB.....	Chimie générale.
J. DRACH.....	† Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
Charles PÉREZ.....	† Zoologie.	PRENANT.....	† Anatomie et Histologi comparées.
M. GUICHARD.....	† Analyse et mesures chimiques.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
Paul MONTEL.....	† Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	COMBES.....	† Physiologie végétale.
L. BLARINGHEM..	† Botanique.	GARNIER.....	† Mathématiques générales.
G. JULIA.....	† Mécanique analytique et Mécanique céleste.	PÉRES.....	Mécan. théor. des fluides
C. MAUGUIN.....	† Minéralogie.	HACKSPILL.....	† Chimie minérale.
A. MICHEL-LÉVY..	† Pétrographie.	LAUGIER.....	† Physiologie générale.
A. DENJOY.....	† Application de l'analyse à la Géométrie.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
L. LUTAUD.....	† Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
Eugène BLOCH....	† Physique.	G. RIBAUD.....	† Hautes températures.
G. BRUHAT.....	† Physique théorique et physique céleste.	CHAZY.....	† Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS.....	† Enseignement de Physique.	GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DEBIERNE.....	† Physique Générale et Radioactivité.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DUFOUR.....	† Physique. (P. C. B.).	DUPONT.....	† Théories chimiques.
L. DUNOYER.....	† Optique appliquée.	LANQUINE.....	† Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND.	† Botanique.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
M. JAVILLIER.....	† Chimie biologique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
ROBERT-LÉVY....	† Physiologie comparée.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.)
F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	F. PERRIN.....	Théories physiques.
Henri VILLAT....	† Mécanique des fluides et applications.	VAVON.....	Chimie organique.
Ch. JACOB.....	† Géologie.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique
P. PASCAL.....	† Chimie générale.	CHATTON.....	† Biologie maritime.
M. FRÉCHET.....	† Calcul différentiel et Calcul intégral.	AUBEL.....	Chimie biologique.
E. ESCLANGON....	† Astronomie.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	† Chimie organique.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
H. BÉGHIN.....	† Mécanique physique et expérimentale.	PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.)
		CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND.....	Mathématiques.
		G. CHAUDRON....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A MON PÈRE ET MA MÈRE

A MA FEMME

A MON FILS YVES

*En témoignage
de ma très grande affection.*

A MES ANCIENS PROFESSEURS

A MONSIEUR LE PROFESSEUR A. COTTON

Directeur du Laboratoire de Recherches Physiques
de la Sorbonne.
Membre de l'Institut.

*Hommage très respectueux
et très reconnaissant.*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

RECHERCHES POLARIMÉTRIQUES DANS L'ULTRA-VIOLET DE SCHUMANN

Par ROGER SERVANT

Ancien élève de l'Ecole Normale Supérieure,
Agrégé de l'Université.

INTRODUCTION

On n'avait fait jusqu'alors aucune recherche polarimétrique dans l'ultra-violet de Schumann. Je me suis proposé de combler cette lacune et j'ai entrepris dans cette région spectrale des études de dispersion rotatoire et de biréfringence cristalline. Avant d'exposer ce travail, je vais montrer quel intérêt il présentait *a priori* et j'en préciserai le but.

Progrès récents des recherches polarimétriques en lumière ultra-violette. — Durant ces dernières années on a multiplié les recherches polarimétriques dans l'ultra-violet. Depuis longtemps certes, on s'était préoccupé de compléter les mesures faites dans le spectre visible en les étendant aux radiations ultra-violettes (Soret et Sarasin, 1882 ; Guye, 1889 ; Nutting, 1903). Mais ce n'est qu'après que M. Cotton ⁽¹⁾ eût montré les modifications profondes que subissent les courbes de dispersion au voisinage et à l'intérieur des bandes d'absorption ⁽²⁾, que l'on comprit l'intérêt spécial des mesures

⁽¹⁾ A. COTTON. *Comptes Rendus*, **120** (1895), 989 et 1044 et *Annales de Chimie et de Physique*, **8** (1896), 347.

⁽²⁾ Ainsi que le dichroïsme circulaire qui apparaît alors, et qui est caractéristique de « l'effet » observé.

aux courtes longueurs d'onde. Dans ces régions tous les corps présentent des bandes d'absorption caractéristiques, *les pouvoirs rotatoires sont bien plus élevées que dans le spectre visible et les courbes de dispersion se différencient nettement les unes des autres.*

Dès lors, les recherches se sont succédées très rapidement : En 1908 et 1911 Landau ⁽¹⁾, Lowry ⁽²⁾ et E. Darmois ⁽³⁾ ont réalisé les premiers polarimètres à pénombre pour l'ultra-violet et ont ainsi beaucoup amélioré la précision des mesures. M. Darmois a fait les premières études de dispersion rotatoire au voisinage et de part et d'autre des bandes d'absorption ultra-violettes ⁽⁴⁾. En 1926, la technique expérimentale a encore progressé : MM. Cotton et Descamps ⁽⁵⁾ ont réalisé un spectropolarimètre photographique permettant d'obtenir rapidement la dispersion rotatoire de chaque substance au moyen d'un seul cliché. MM. Bruhat et Pauthenier ⁽⁶⁾ ont introduit dans l'ultra-violet l'usage du monochromateur double pour les mesures de haute précision. Par les deux méthodes, on a pu faire de nombreux travaux ⁽⁷⁾, en particulier sur l'acide tartrique et les tartrates. A la même

⁽¹⁾ ST. LANDAU. *Physikalische Zeitschrift*, **9** (1908), 417.

⁽²⁾ T. M. LOWRY. *Proceedings of the Royal Society of London*, A, **81** (1908), 472.

⁽³⁾ E. DARMOIS. *Annales de Chimie et de Physique* [8], **22** (1911), 247 et 495.

⁽⁴⁾ Il a signalé le premier « l'anomalie » de dispersion rotatoire du camphre, dont l'étude a été souvent reprise depuis, à propos de la théorie de la *dissymétrie induite* (Lowry et Walker, 1924) et de la notion de *facteur de dissymétrie* (Kuhn et Braun, 1930).

⁽⁵⁾ A. COTTON et R. DESCAMPS. *Comptes Rendus*, **182** (1926), 22 ; R. DESCAMPS. *Revue d'Optique théorique et instrumentale*, **5** (1926), 481.

⁽⁶⁾ G. BRUHAT et M. PAUTHENIER. *Comptes Rendus*, **182** (1926), 888 et *Revue d'Optique théorique et instrumentale*, **6** (1927), 391.

⁽⁷⁾ G. BRUHAT et M. PAUTHENIER, R. DESCAMPS, J. P. MATHIEU, R. SERVANT, J. LECOMPTE, J. PERRICHET, etc.

époque Lowry et Coode-Adams ⁽¹⁾ ont atteint une précision considérable dans leurs mesures sur le quartz. Enfin, c'est en 1932 que les premières mesures photo-électriques précises ont été faites par M. Bruhat et ses élèves ⁽²⁾ ; elles ont servi à d'importantes études de dispersion rotatoire naturelle (saccharose) et magnétique (eau, carbures).

On s'est aussi préoccupé, ces derniers temps, de perfectionner les appareils de mesure de manière qu'ils puissent servir à l'étude des vibrations elliptiques (Szivessy et Munster, 1929-1931 ; Kuhn et Braun, 1930 ; Bruhat, 1934-1935). On a pu étudier ainsi soit « l'effet Cotton » pour un grand nombre de substances actives, soit d'autres phénomènes se traduisant par une biréfringence, comme le pouvoir rotatoire du quartz dans une direction perpendiculaire à l'axe. Une étude qui présente également un intérêt particulier dans l'ultra-violet et que l'on peut faire par voie polarimétrique, est celle de la biréfringence des cristaux, notamment au voisinage des régions d'absorption. M. Sève a fait récemment ⁽³⁾ de nombreuses mesures allant jusqu'à 2 400 Å environ, sur lesquelles nous reviendrons.

Aux recherches précédentes, qui sont limitées en général du côté des courtes longueurs d'onde vers 2 500 Å et atteignent rarement 2 100 Å, il faut ajouter le travail fait en 1927, dans l'ultra-violet plus lointain, par MM. Duclaux et Jeantet ⁽⁴⁾. Ces auteurs, malgré les difficultés supplémentaires venant par exemple du fait que l'on ne peut plus utiliser des polariseurs en spath à cause de leur absorption, ont réussi à pousser les mesures de dispersion rotatoire du quartz jus-

(1) T. M. LOWRY et W. R. C. COODE-ADAMS. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A, **226** (1927), 391.

(2) Voir notamment : G. BRUHAT et A. GUINIER. *Comptes Rendus*, **196** (1933), 762 et *Revue d'Optique théorique et instrumentale*, **12** (1933), p. 396.

(3) P. SÈVE. *Annales de Physique*, **17** (1932), 137.

(4) J. DUCLAUX et P. JEANTET. *Journal de Physique et le Radium*, [6], **7** (1926), 200.

qu'à la longueur d'onde de $1\,850\text{ \AA}$ (à partir de laquelle l'air à son tour devient complètement opaque). Cette étude est restée isolée ⁽¹⁾.

But de ce travail. — On voit d'après ce qui précède que les recherches polarimétriques dans l'ultra-violet ont pris un développement considérable, mais qu'il reste à les poursuivre vers les courtes longueurs d'onde. Aussi en 1933, M. Cotton, à une réunion de l'Institut d'Optique consacrée à la polarimétrie en lumière ultra-violette ⁽²⁾, après avoir insisté sur l'intérêt qu'il y avait à continuer les recherches, concluait en ces termes : « J'espère que la réunion de ce soir, en attirant l'attention sur ce vaste domaine de recherches, décidera quelques jeunes travailleurs à l'explorer ».

Lorsque deux ans après, en 1935, j'ai entrepris ce travail, de nouvelles recherches étaient venues s'ajouter aux précédentes, mais l'étude la plus poussée dans l'ultra-violet lointain restait celle faite par MM. Duclaux et Jeantet jusqu'à $1\,850\text{ \AA}$.

J'ai décidé de tenter des mesures au delà de cette longueur d'onde, dans la région de Schumann ($1\,850\text{ \AA}$ - $1\,300\text{ \AA}$) ⁽³⁾. Cette étude est *a priori* particulièrement utile, car l'avance relativement faible vers les courtes longueurs d'onde doit se traduire par un accroissement considérable des effets observés : on atteint la région où les bandes d'absorption jouent d'après la plupart des théories modernes un rôle fonamen-

⁽¹⁾ W. Kuhn a bien construit en 1929 (*Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft*, 62 (1929), 1727) un appareil permettant de faire des mesures jusqu'à $1\,850\text{ \AA}$, mais il n'a pas encore publié de mesures atteignant cette limite.

⁽²⁾ *La polarimétrie en lumière ultra-violette*, par MM. A. COTTON, R. DESCAMPS, J. DUCLAUX et P. JEANTET, E. DARMOIS, M. PAUTHENIER, G. BRUHAT (Editions de la *Revue d'Optique*), Paris, 1934.

⁽³⁾ Cf. T. LYMAN. *The spectroscopy of the extreme ultra-violet* (Longman Green and Co), New-York, 1928. Ce livre contient en particulier la liste complète des travaux historiques de Schumann.

tal ⁽¹⁾ qu'il convient d'ailleurs de préciser ⁽²⁾. J'ai donc cherché à réaliser un appareil qui convienne spécialement à cette région spectrale, tout en permettant aussi de faire des mesures dans l'ultra-violet plus proche, à partir de 3 000 Å. Le but que je me proposais, une fois l'appareil construit, était de faire des mesures de pouvoir rotatoire et des mesures de biréfringence cristalline.

Les difficultés à prévoir étaient très grandes : d'abord, celles qu'avaient rencontrées Duclaux et Jeantet allaient s'accroître. Non seulement le spath ne pouvait plus être employé, mais le quartz devenant à son tour de plus en plus absorbant, était de moins en moins utilisable. Ensuite, il devenait nécessaire (pour aller au delà de 1 850 Å), de placer le montage optique dans une enceinte étanche où l'on puisse faire un vide poussé, donc de réaliser un appareil compliqué, avec des commandes de réglage actionnées de l'extérieur, une source lumineuse appropriée, etc... Enfin il était surtout à craindre que l'on ne puisse étudier que très peu de substances en raison de l'énorme absorption qu'elles présentent : On a fait ces dernières années, au laboratoire de Lyman surtout, de nombreuses études d'absorption dans l'ultra-violet lointain. Bien qu'elles ne soient encore le plus souvent que qualitatives, elles donnent une idée de l'énorme absorption de la plupart des corps. Ainsi les bandes de NaCl, KCl, NaF, KF, ... dans la région de Schumann ne commencent à se « distinguer » les unes des autres que lorsque l'on réduit les épaisseurs à environ 0,05 μ ⁽³⁾, sinon l'absorption est continue.

J'ai pensé cependant, que même si je ne pouvais étudier

(1) Ainsi, pour le pouvoir rotatoire, toute bande « active » du proche ultra-violet serait « couplée » en général à une bande de la région de Schumann de « contribution optique » de signe opposé.

(2) Pour certaines bandes, il y aurait « absorption métallique » (Engl, Pfund, ...)

(3) A. SMITH. 1933, E. G. SCHNEIDER et H. M. O'BRYAN, 1937.

que le quartz jusqu'à sa limite de transparence — et j'ai pu depuis étudier d'autres corps —, la construction de mon appareil valait d'être tentée. En effet, il importait avant d'aborder l'étude de substances plus compliquées, de pousser le plus possible celle du quartz qui a une formule et une structure bien définies et dont l'équation de dispersion rotatoire n'est cependant pas définitivement fixée : sans parler des formules proposées autrefois successivement par Biot (1818), von Lang (1863), Stefan (1864), Boltzmann (1874), Gumlich (1898), Drude (1900), Lowry (1912), on avait pour interpréter les mesures les plus récentes deux formules entièrement différentes, données l'une par Lowry et Coode-Adams (1927) et l'autre par Bradshaw et Livens (1929). De même, toutes les études qui étaient parues récemment sur la biréfringence du quartz (W. R. C. Coode-Adams, 1928 ; T. H. Havelock, 1929) et celles qui devaient paraître au cours de ce travail (Engl 1936), n'allaient que jusqu'à $1\,850\text{ \AA}$ et conduisaient encore à des formules différentes. On pouvait espérer que des mesures dans la région de Schumann permettaient de préciser davantage cette question.

Division de ce travail. — La première partie de ce travail sera consacrée à la description de l'appareil nouveau que j'ai dû imaginer pour faire des mesures polarimétriques dans la région de Schumann. Afin d'illustrer l'emploi de ce « polarimètre dans le vide » et de préciser la manière de faire le dépouillement des clichés obtenus, je donnerai les résultats de mes mesures des biréfringences principales de la barytine et du gypse, dont l'interprétation est évidemment très complexe, mais qui sont nouveaux et ont au moins un intérêt de documentation.

La deuxième partie de ce travail sera spécialement consacrée aux mesures sur le quartz. J'exposerai d'abord la méthode nouvelle que j'ai mise en œuvre pour améliorer la précision de la taille des lames de quartz. Je donnerai

ensuite le détail de mes mesures sur le pouvoir rotatoire et la biréfringence du quartz dans la région de Schumann. Je discuterai enfin ces résultats.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de M. le professeur A. Cotton, qui n'a cessé de me guider et de m'encourager de ses précieux conseils et m'a accordé toutes facilités de réalisation. Je suis heureux de lui exprimer ici ma très vive reconnaissance.

Je remercie le Comité de l'Aide à la Recherche Scientifique et le Conseil de la Caisse Nationale de la Recherche Scientifique des subventions qu'ils m'ont accordées et qui m'ont permis d'effectuer ce travail.

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE I

Méthode expérimentale.

Principe. — Afin de pouvoir effectuer des mesures polarimétriques dans l'ultra-violet de Schumann, j'ai réalisé un spectropolarimètre nouveau ⁽¹⁾, à miroirs et réseau concaves, placé dans une enceinte étanche dans laquelle on peut faire un vide très poussé. Il est représenté schématiquement figure 1. Le trajet de la lumière est le suivant : Les rayons issus de la source s sont reçus par le miroir concave C_1 ($R=40$ cm., $O=3$ cm.) qui les renvoie sur une lame plane M_1 de silice fondue, placée sous l'incidence brewstérienne et servant de polariseur. Ils vont former l'image de s dans le plan du diaphragme D . Les rayons sortant de D tombent ensuite sur une deuxième lame de silice fondue M_2 parallèle à M_1 et servant d'analyseur. Ils sont repris par le miroir concave C_2 ($R=60$ cm., $O=3$ cm.) qui les concentre sur la fente F d'un spectrographe S à réseau concave. On a :

$$C_1M_1=M_1D=DM_2=M_2C_2=37,5 \text{ cm.} \quad C_2F=50 \text{ cm.} \quad (2).$$

(1) R. SERVANT. *Comptes Rendus*, **202** (1936), 476 et **203** (1936), 311.

(2) Avec ces données, la convergence du faisceau en D est faible; d'autre part, l'image de s donnée par C_1 recouvre entièrement la partie utile de D , même dans le cas d'étincelles relativement très « courtes ».

L'appareil permet de faire les études expérimentales suivantes :

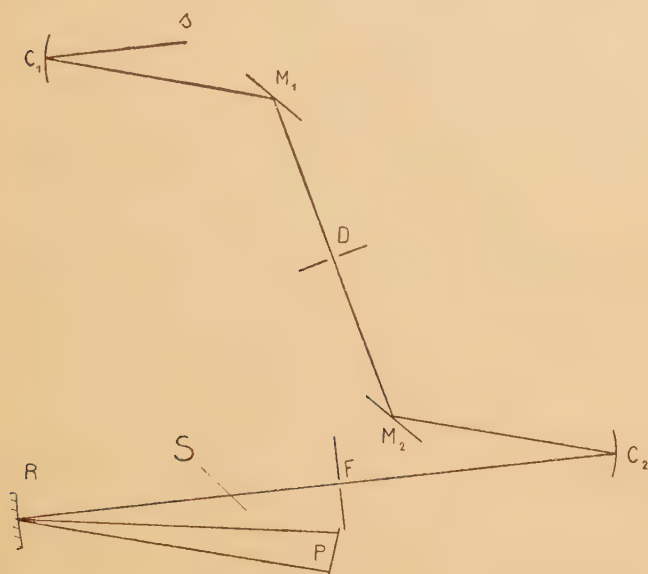


Fig. 1.

a) Si par exemple on place en D une lame de quartz perpendiculaire (ou parallèle) à l'axe, on obtient un spectre cannelé caractérisant le pouvoir rotatoire (ou la biréfringence) de celui-ci. On peut procéder de même avec des lames taillées dans d'autres substances. On peut également placer ces dernières à la suite d'une lame de quartz et opérer en quelque sorte par différence en observant le déplacement des franges dans le spectre.

b) Si l'on place en D un compensateur (biprisme de Sénarmont, compensateur de Babinet, coin mince biréfringent, etc. (1)), de façon que les franges qu'il donne se projet-

(1) Ces compensateurs ont toujours une épaisseur très faible (3 à 4 mm. au plus) en raison de la grandeur des effets optiques dans l'ultra-violet de Schumann.

tent transversalement sur la fente du spectrographe, on obtient cette fois un spectre barré *obliquement* par des franges obscures. En effet l'astigmatisme du réseau employé étant suffisamment faible, chaque raie du spectre est une image monochromatique de la fente. Comme celle-ci n'est éclairée qu'à son intersection avec les franges, chaque raie est découpée en un certain nombre de points, dont l'écartement varie avec la longueur d'onde.

On verra plus loin l'intérêt particulier que présentent ces spectres à franges obliques. Bien entendu on peut les utiliser soit en notant la position des franges, soit en mesurant leur déplacement (quand on interpose une autre lame).

Remarque. — L'appareil a été conçu de façon à permettre des mesures de pouvoir rotatoire magnétique.

‡

Emploi de « polariseurs par réflexion ». — On voit que j'ai utilisé comme polariseur et analyseur des lames de silice fondue placées sous l'incidence brewstérienne ⁽¹⁾. Voici les raisons de ce choix : On ne peut songer à utiliser des polariseurs en spath puisque cette matière est complètement absorbante au-dessous de $2\,400\text{ \AA}$. Quant aux polariseurs en quartz : biréfringents de Rochon, de Wollaston, ou prismes de Cotton, il est facile de se rendre compte que s'ils peuvent être utilisés jusqu'à $1\,800\text{ \AA}$ environ ⁽²⁾, au delà, leur absorption devient à son tour prohibitive. Powell ⁽³⁾ a fait en 1934 des mesures sur le pouvoir réflecteur et le coefficient d'absorp-

(1) Pour les essais préliminaires, j'ai pris des lames de pyrex. Le pouvoir réflecteur est meilleur, mais la polarisation de la lumière certainement un peu moins complète à cause de l'absorption.

(2) W. KUHN a proposé un montage pouvant convenir jusqu'à $1\,850\text{ \AA}$ et utilisant des prismes de Rochon. Leur emploi est délicat, car il faut arrêter après chaque prisme un faisceau sur deux et placer polariseur et analyseur de telle sorte que le pouvoir rotatoire du quartz ne gêne pas les pointés.

(3) W. M. POWELL Jr. *Physical Review*, 46 (1934), 43.

tion du quartz. Si l'on s'en tient aux valeurs moyennes (car il y a des différences entre les divers échantillons), on voit d'après ses nombres ⁽¹⁾ qu'une lame de 1 cm. d'épaisseur, transmettant à 1634 Å 49 o/o de l'énergie incidente, ne transmet plus que 9.10^{-7} o/o à 1463 Å. Il n'est donc pas possible d'employer des prismes de quartz jusqu'à cette longueur d'onde. Par contre cela n'exclue nullement la possibilité d'étudier le quartz jusque-là (avec d'autres polariseurs). Si l'on reprend en effet le calcul pour une épaisseur de 1 mm. seulement, on voit que l'énergie transmise à 1463 Å est cette fois de 11 o/o. Lyman a du reste constaté dès ses premières recherches ⁽²⁾ que les lames de quartz suffisamment minces sont transparentes jusqu'à 1450 Å.

J'ai donc utilisé, à défaut de prismes polariseurs, des lames de silice fondue, placées sous l'incidence brewstérienne. Leur emploi ne va d'ailleurs pas sans soulever quelques difficultés :

Tout d'abord, les faisceaux utilisés dans le montage sont légèrement convergents ($\alpha = 1^\circ$), ensuite l'angle de Brewster pour la silice fondue varie avec la longueur d'onde (voir les nombres au chapitre « Réglages ») et il ne peut être question que de valeur moyenne, pour une région spectrale déterminée. Pour ces deux raisons l'incidence de certains rayons peut différer de 1°,5 de l'incidence brewstérienne. Il en résulte que la lumière n'est pas totalement polarisée. On peut calculer à partir des formules de Fresnel, son *facteur d'impureté*, c'est-à-dire la proportion de lumière naturelle dans le faisceau total ⁽³⁾. On trouve qu'il n'excède

(1) J'ai adopté ceux des première et troisième colonnes de son tableau, qui correspondent déjà à un quartz de grande transparence. Ils ont l'avantage de se raccorder aux nombres trouvés par Tsukamoto (*Revue d'Optique théorique et instrumentale*, 7 (1928), 89), pour l'ultra-violet plus proche.

(2) T. LYMAN. *Astrophysical Journal*, 25 (1907), 45.

(3) Voir par exemple : CH. FABRY. *Introduction générale à la photométrie* (Editions de la *Revue d'Optique*), Paris (1927), 66 et 89.

pas 3/1 000. Nous verrons qu'il n'est pas gênant pour les mesures.

Une question plus importante était la suivante : dans quelle mesure l'absorption de la silice n'allait-elle pas gêner le bon fonctionnement des polariseurs par réflexion ? La silice est plus opaque que le quartz. Ainsi d'après les nombres de Powell ⁽¹⁾ une lame de 1 mm. d'épaisseur ne transmet déjà à 1 523 Å que 0,5 0/0 de la lumière incidente. Cette absorption, quoique forte est loin d'être métallique, elle correspond à un indice d'extinction petit $\kappa = 6 \times 10^{-5}$, mais il est nécessaire d'en tenir compte. Comme dans les traités d'optique on trouve seulement — à ma connaissance — la discussion des cas extrêmes de la réflexion vitreuse et de la réflexion métallique, et que le cas intermédiaire des corps moyennement absorbants n'est pas explicité, je vais le traiter sommairement ici :

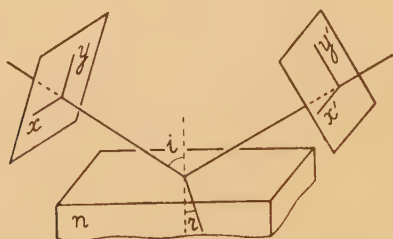


Fig. 2.

Soit (fig. 2) un rayon se réfléchissant sous l'incidence i sur une lame plane d'indice n . Désignons par x et y deux vibrations, l'une perpendiculaire au plan d'incidence, l'autre dans

⁽¹⁾ J. Terrien, sans avoir connaissance du travail de Powell (1934), a fait également l'étude de l'absorption de la silice fondue (*Revue d'Optique théorique et instrumentale*, **15** (1936), 258). Ses résultats sont en accord avec ceux de Powell.

ce plan. Les vibrations réfléchies correspondantes sont données par les formules de Fresnel ⁽¹⁾ :

$$x' = - \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} x$$

$$y' = + \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} y.$$

Ces formules sont valables pour la réflexion sur un milieu absorbant à condition de poser : $n = \nu - j\kappa$ ($\kappa =$ indice d'extinction du milieu). Les quantités x' et y' sont donc complexes et y' ne s'annule jamais. La lumière réfléchie n'est donc jamais totalement polarisée. Examinons de plus près ce qui se passe pour l'incidence « pseudo-brewstérienne » définie par :

$$\operatorname{tg} i = \nu \quad (\text{au lieu de } \operatorname{tg} i = n).$$

Faisons $x = y = 1$ et formons y'/x' . Il vient :

$$\frac{y'}{x'} = - \frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)} = - \frac{n \cos r \cos i - \sin^2 i}{n \cos r \cos i + \sin^2 i}.$$

Remplaçant $\sin i$, $\cos i$ et $n \cos r$ par leurs valeurs respectives :

$$\frac{\nu}{\sqrt{1+\nu^2}}, \quad \frac{1}{\sqrt{1+\nu^2}} \quad \text{et} \quad \sqrt{n^2 - \frac{\nu^2}{1+\nu^2}}$$

on trouve :

$$\frac{y'}{x'} = \frac{\nu^2 - \sqrt{(\nu - j\kappa)^2(1+\nu^2)} - \nu^2}{\nu^2 + \sqrt{(\nu - j\kappa)^2(1+\nu^2)} - \nu^2}$$

et finalement, en développant par rapport à κ qui est supposé petit :

$$\frac{y'}{x'} \approx \frac{j \frac{1+\nu^2}{\nu} \kappa - \frac{1+\nu^2}{2\nu^3} \kappa^2}{2\nu^2 - j \frac{1+\nu^2}{\nu} \kappa}.$$

(1) Les axes adoptés ici, sont les axes de Fresnel (qui coïncident pour l'incidence rasante).

L'argument de cette quantité représente la différence de phase existant après réflexion entre y' et x' . On voit que cette

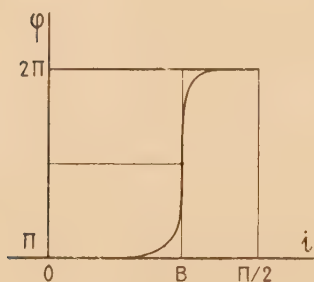


Fig. 3.

différence est très voisine de 90° . Ainsi, tandis que pour la réflexion vitreuse le déphasage entre y' et x' passe brusquement de π à 2π pour l'incidence brewstérienne, ici le passage se fait progressivement (fig. 3) par la valeur $3\pi/2$. Toute vibration donne pour l'incidence « pseudo-brewstérienne » une vibration réfléchie ellipti-

que, dont le grand axe est parallèle à la surface du miroir. Cette ellipse est très aplatie puisque le rapport de ses axes est :

$$K \sim \frac{1 + v^2}{2v^3} \kappa.$$

Même pour $\kappa = 2 \times 10^{-3}$, K serait seulement de 8×10^{-4} (pour $v = 1,66$).

En réalité, mon calcul n'est qu'approché, et j'ai négligé l'existence d'une « couche de passage » ⁽¹⁾, mais on voit combien il faudrait que l'absorption soit supérieure à ce qu'elle est pour que son existence soit gênante ⁽²⁾.

⁽¹⁾ Ainsi pour $\kappa = 0$ on retrouverait d'après mon raisonnement une polarisation totale pour l'incidence brewstérienne. Or on sait que même pour les corps transparents la polarisation n'est pas complète. C'est le phénomène de Jamin. Il s'explique par l'existence d'une couche de passage (Cf. par exemple : CH. BOUHER. *Annales de Physique* [10], 15 (1931), 5).

⁽²⁾ Jamin lui-même avait constaté expérimentalement (*Ann. de Chim. et de Phys.* [3], 29 (1850), 263) qu'en lumière blanche les ellipticités produites par réflexion sous l'incidence brewstérienne sur des corps colorés, le verre rouge par exemple, restent relativement très faibles. Rappelons aussi que les polariseurs de Biot (pour la lumière blanche) étaient en verre noir.

En fait, l'expérience a montré qu'au degré de précision que comportent les mesures (voir plus loin) l'emploi des lames de silice fondue comme polariseurs par réflexion est satisfaisant.

Miroirs et réseau concaves. — La méthode des spectres à franges obliques exigeait un montage achromatique. J'y ai pourvu en employant des miroirs concaves. Je les ai choisis en verre aluminisé ⁽¹⁾.

Il fallait de plus employer un spectrographe stigmatique ou ayant un astigmatisme très faible. J'ai utilisé un spectrographe Bloch à réseau concave⁽²⁾. Un calcul préalable m'avait montré que son astigmatisme ⁽³⁾ ($< 0,1$ mm.) ne serait pas gênant. L'expérience l'a confirmé.

Interprétation des clichés. — Je vais décrire sommairement la position des franges dans les clichés obtenus par les procédés (a) et (b), et dire quels renseignements on peut en tirer.

⁽¹⁾ L'usage des miroirs d'aluminium obtenus par « évaporation », était déjà répandu pour l'ultra-violet jusqu'à $2\,000\text{ \AA}$, mais au delà, pour la région de Schumann, il présentait un certain aléa. On manquait en effet de données sur le pouvoir réflecteur et il était à craindre que celui-ci décroisse brusquement. En fait, l'expérience m'a montré, dès les premiers essais, que cette crainte n'était pas justifiée (*C. R.*, **202** (1936), 476 et **203** (1936), 311).

Note ajoutée à la correction des épreuves : M. Georges B. Sabine vient, dans le numéro de juin 1939 de *Physical Review* (p. 1064), d'apporter des précisions quantitatives sur ce point. Ses résultats montrent que le pouvoir réflecteur de l'aluminium *dans la région de Schumann* reste bien supérieur à ceux des autres métaux tels que le magnésium ou le chrome. Il est encore de plus de 35 o/o vers $1\,300\text{ \AA}$.

⁽²⁾ Un spectrographe à optique de fluorine ne permettrait guère d'aller au-dessous de $1\,450\text{ \AA}$ (son absorption devenant très grande au delà).

⁽³⁾ Voir par exemple : CROZE. *Leçons de spectroscopie* (Cours de l'Institut d'Optique).

Je ferai abstraction de toutes les causes d'erreur qui peuvent intervenir et qui seront signalées par la suite.

1° *Spectres cannelés.* — Supposons que l'on place en D une lame douée de pouvoir rotatoire. Soit e son épaisseur, $\rho(\lambda)$ le pouvoir rotatoire par unité de longueur pour la radiation λ . Les radiations qui sont éteintes dans le spectre sont celles pour lesquelles la rotation totale produite par la lame est un nombre impair de fois $\pi/2$ (puisque l'on opère en « nicols parallèles »). Elles sont donc données par :

$$e \cdot \rho(\lambda) = (2K + 1) \frac{\pi}{2}.$$

Comme $\rho(\lambda)$ croît très vite quand λ diminue, on voit que les cannelures se resserrent de plus en plus du côté des courtes longueurs d'onde.

Supposons maintenant que l'on place en D une lame biréfringente, ses lignes neutres étant inclinées à 45° sur la direction de vibration fournie par le polariseur. Soit e son épaisseur et $B(\lambda)$ sa biréfringence (différence des indices principaux) pour la longueur d'onde λ . Ecrivons que les radiations éteintes dans le spectre (en « nicols parallèles ») sont celles pour lesquelles la différence de phase introduite par la lame est un nombre impair de fois π . Il vient :

$$2e \frac{B(\lambda)}{\lambda} = 2K + 1.$$

C'est cette relation qui définit les cannelures (par leur λ). On trouve encore qu'elles sont de plus en plus serrées vers les courtes longueurs d'onde.

2° *Spectres à franges obliques.* — Les spectres à franges obliques sont obtenus en projetant transversalement sur la fente F du spectrographe, les franges de « polarisation chromatique en lumière parallèle » données par divers compensateurs. Soit γ le grandissement de cette projection. Nous désignerons chaque point d'un spectre (fig. 4) par son abscisse directement exprimée en longueur d'onde puisque le spectre

est « normal » (l'origine correspondant à $\lambda = 0$ est rejetée en dehors de la plaque), et son ordonnée y comptée à partir du

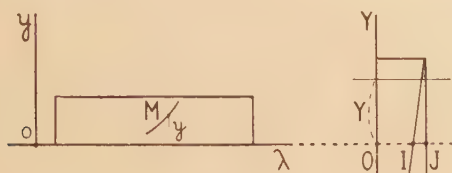


Fig. 4.

bord inférieur. Tout point $M(\lambda, y)$ correspond à un point d'ordonnée $Y = y/\gamma$ du compensateur. Divers cas sont à envisager :

Premier cas. — Le compensateur employé est du genre « Sénarmont ». La figure 5 en représente un. C'est une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, à faces parallèles, réalisée en accolant deux coins d'angles égaux, l'un en quartz droit, l'autre en quartz gauche ⁽¹⁾. La rotation produite au niveau Y (fig. 4) est :

$$\alpha = \rho(\lambda) \cdot [e_0 + 2mY]$$

où m est la pente des coins, e_0 la différence $OI - IJ$ et $\rho(\lambda)$ le pouvoir rotatoire par unité de longueur pour la radiation λ . Ecrivons que dans le spectre les points obscurs correspondent à une rotation égale à un nombre impair de fois $\pi/2$. Il vient :

$$\rho(\lambda) \cdot \left[e_0 + \frac{2m}{\gamma} y \right] = (2K + 1) \frac{\pi}{2}$$

ou :

$$y = -\frac{\gamma e_0}{2m} + (2K + 1) \frac{\gamma \pi}{4m} \cdot \frac{1}{\rho(\lambda)}$$



Fig. 5.

⁽¹⁾ Pour la région de Schumann l'angle doit être très faible : 30° par exemple (alors que pour le spectre visible on prend souvent des angles de 300° par exemple).

C'est l'équation des franges noires. On voit que le long d'une raie spectrale, l'interfrange est :

$$t_{\lambda} = \frac{\gamma e_0}{2m} \cdot \frac{1}{\rho(\lambda)}.$$

L'espacement des franges est donc indépendant de l'épaisseur du compensateur. Il est inversement proportionnel à la pente des coins et au pouvoir rotatoire. En décalant vers le

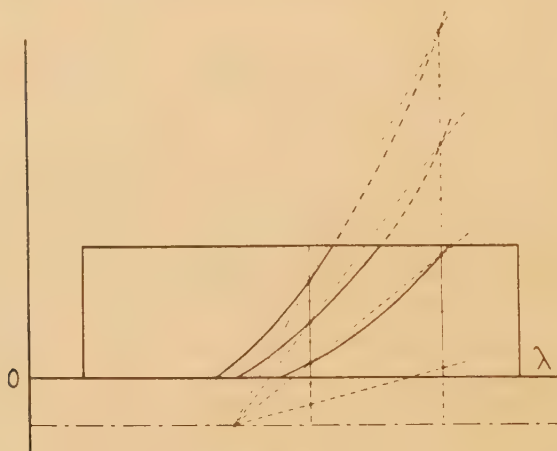


Fig. 6.

bas l'axe des λ parallèlement à lui-même de la quantité $\frac{\gamma e_0}{2m}$, on voit que dans le nouveau système d'axes (fig. 6) les franges se déduisent de la frange $K=0$ par dilatation des ordonnées dans les rapports 3, 5, 7, etc... Il en résulte que les cordes joignant les points correspondant à deux mêmes longueurs d'ondes sont concourantes. Les tangentes aux points de même longueur d'onde le sont aussi. La sous-tangente a pour valeur :

$$t_{\lambda} = - \frac{\rho(\lambda)}{\rho'(\lambda)}.$$

Pour préciser la forme des franges, supposons que l'on ait approximativement :

$$\rho(\lambda) = \frac{C}{\lambda^2}$$

où C est une constante. On voit que dans ce cas :

$$y = -\frac{\gamma e_0}{2m\lambda} + (2K + 1) \frac{\gamma\pi}{4m} \cdot \frac{\lambda^2}{C}.$$

Les franges sont donc des paraboles (fig. 7).

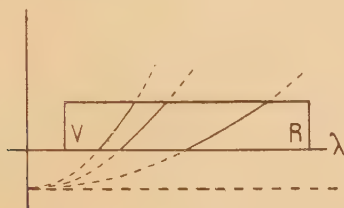


Fig. 7.

Deuxième cas. — Le compensateur employé est du genre « Babinet ». La figure 8 en représente un. Il se compose de deux coins minces en quartz, d'angles égaux et d'axes croisés, l'axe optique étant parallèle à l'arête dans l'un et perpendiculaire à l'arête dans l'autre. A son niveau Y la différence de phase qu'il introduit est :

$$\Phi = 2\pi \frac{B(\lambda)}{\lambda} [e_0 + 2mY]$$



Fig. 8.

où $B(\lambda)$ représente la différence des indices principaux pour la longueur d'onde λ , m la pente des coins et e_0 la différence $OI - IJ$. Ecrivons, comme pour les spectres cannelés, qu'il y a extinction (en « nicols parallèles » et lignes neutres du compensateur à 45° de la vibration

incidente) lorsque Φ est égal à un nombre impair de fois π .
Il vient :

$$2\pi \frac{B(\lambda)}{\lambda} \left[e_0 + \frac{2m}{\gamma} y \right] = (2K + 1)\pi$$

ou :

$$y = -\frac{\gamma e_0}{2m} + (2K + 1) \frac{\gamma}{4m} \cdot \frac{\lambda}{B(\lambda)}.$$

C'est l'équation des franges obscures qui barrent obliquement le spectre. On voit que le long d'une raie spectrale l'interfrange est :

$$i_\lambda = \frac{\gamma}{2m} \cdot \frac{\lambda}{B(\lambda)}.$$

Il est indépendant de l'épaisseur du compensateur et inversement proportionnel à la pente des coins ainsi qu'au quotient $\frac{B(\lambda)}{\lambda}$. En décalant l'axe des λ parallèlement à lui-même et vers le bas de la quantité $\frac{\gamma e_0}{2m}$ on voit encore que les franges se déduisent les unes des autres, dans ce nouveau système d'axes, par dilatation des ordonnées.

Pour préciser la forme des franges, supposons que l'on ait approximativement : $B(\lambda) = C$ où C est une constante.

On voit que dans ce cas y est de la forme :

$$y = -\frac{\gamma e_0}{2m} + (2K + 1) \frac{\gamma}{4m} \cdot \frac{\lambda}{C}.$$

Les franges sont donc des droites concourantes (voir fig. 9).

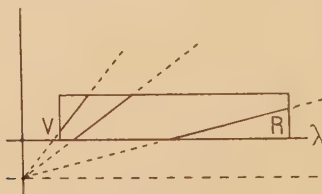


Fig. 9.

Troisième cas. — On emploie comme « compensateur simplifié » une lame cristalline mince taillée en forme de coin très aigu. Ce cas se ramène immédiatement aux précédents.

On comprend d'après ce qui précède que les spectres à franges obliques soient particulièrement utiles. Explorés parallèlement à leur bord ⁽¹⁾, ils fournissent les mêmes renseignements que les spectres cannelés. Comme on peut faire des pointés à des hauteurs différentes, on a sur un même cliché à franges obliques autant de renseignements que sur de nombreux spectres cannelés. De plus, on peut explorer les clichés à franges obliques le long d'une même raie spectrale et mesurer l'interfrange correspondant. On peut aussi calculer le rapport des interfranges pour deux longueurs d'onde déterminées et en déduire le rapport correspondant des pouvoirs rotatoires ou des biréfringences, etc.

Enfin ces clichés sont particulièrement commodes à utiliser quand on opère par la méthode du déplacement des franges.

(1) Nous préciserons plus loin ce qu'il faut entendre exactement par là et comment se fait cette opération.

CHAPITRE II

Description détaillée de l'appareil polarimétrique.

L'appareil polarimétrique est placé en avant du spectrographe à réseau dans le vide auquel il s'adapte par un joint étanche. Il a été construit, avec grand soin, d'après mes plans par M. Entressengles, mécanicien au Laboratoire des Recherches Physiques.

La figure 10 en donne une vue d'ensemble. L'enceinte étanche est constituée par des tubes cylindriques en cuivre rouge $t_1 t_2 t_3 t_4 t_5$, disposés horizontalement sur un bâti rigide et reliés entre eux par des tourelles verticales $T_1 T_2 T_3 T_4$ de même métal ⁽¹⁾. La lampe s à électrodes de tungstène qui sert de source, s'adapte à un rodage r porté par T_1 . Les miroirs concaves aluminisés C_1 et C_2 sont fixés à la paroi interne des couvercles fermant respectivement t_1 et t_5 . Chacun d'eux peut être manœuvré de l'extérieur par un système de rodages, vis, écrous et ressorts. Les miroirs plans M_1 et M_2 formant polariseur et analyseur sont placés dans les tourelles $T_2 T_4$. Des tubes flexibles en tombac τ_1 et τ_2 constituent des liaisons souples permettant de faire tourner légèrement T_2 et T_4 autour de leur axe. L'appareil est muni d'un voyant V pour le contrôle du vide et de regards pour

(1) J'ai utilisé pour la construction de l'appareil du métal *étiré*. Les différents raccords étaient vissés et soudés, et le tout revêtu extérieurement d'une couche de gomme laque, puis de peinture.

forme berceau et supporte le tube, la partie supérieure forme bride et se relie à l'autre partie au moyen de deux vis.

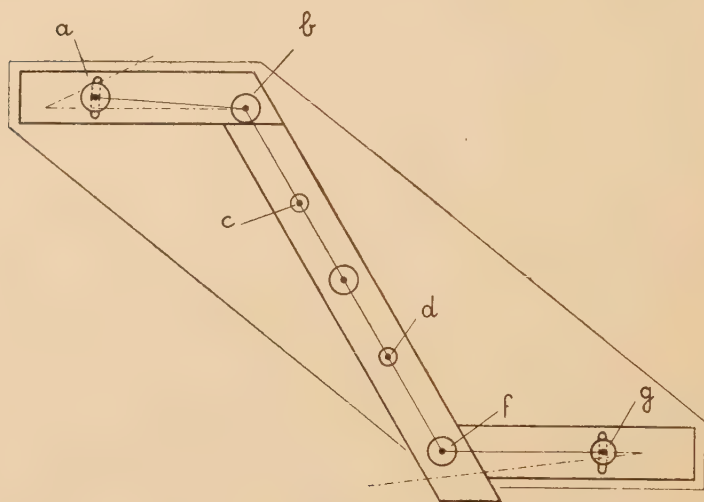


Fig. 11.

Chaque collier est porté par un pied vertical qui est fixé au banc d'optique au moyen d'une tige filetée et d'un écrou à oreilles. Les tourelles reposent sur des « colonnes » cylindriques de 2 cm. de haut et de 6 cm. de diamètre, fixées également au banc d'optique au moyen d'une tige filetée et d'un écrou à oreilles (voir fig. 13).

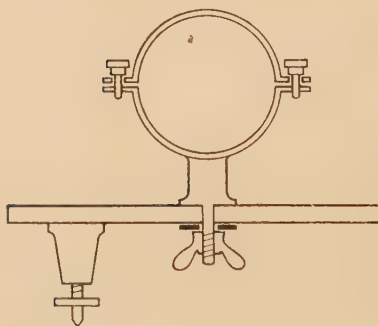


Fig. 12.

Articulations. — La figure 11 montre comment l'ensemble de l'appareil est posé sur son

support. Les cercles en trait plein *a*, *b*, *c*, *d*, *f*, *g* représentent en projection les colonnes supportant les différents

tubes ou tourelles, les petits cercles noirs représentent leurs tiges de fixation. On a vu que ces tiges s'engagent dans des trous cylindriques percés dans le banc d'optique et sont bloquées au moyen d'écrous vissés en dessous. Dans le cas des colonnes *a* et *g*, ces trous sont remplacés par des rainures circulaires respectivement centrées sur *b* et *f*. Par suite on peut faire tourner légèrement (4° de part et d'autre) le bras *ab* de l'appareil autour de *b* comme centre et le bras *fg* autour de *f*. Ces rotations sont possibles grâce à la flexibilité des tombacs $\tau_1\tau_2$ (fig. 10). On peut donc faire

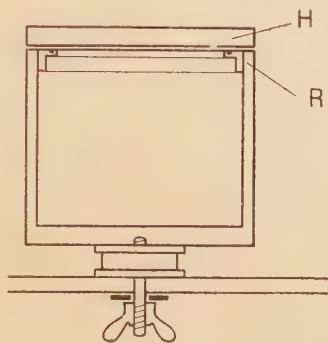


Fig. 13.

varier l'incidence de la lumière sur les miroirs M_1 et M_2 dont les surfaces réfléchissantes contiennent respectivement les axes de *b* et *f* (cette dernière colonne étant spécialement décentrée par rapport à la tourelle T_4 qu'elle supporte).

Tourelles, miroirs plans et diaphragme porte-objet. — Les tourelles sont faites avec du tube de cuivre rouge (de 5 mm. d'épaisseur). Elles sont fermées à la partie inférieure par un fond plat en laiton (de 15 mm. d'épaisseur) vissé et soudé à l'étain, et à la partie supérieure par un « hublot » H de pyrex (de 20 mm. d'épaisseur) qui s'applique avec de la graisse à rodage sur le rebord R de la tourelle renforcé par une bague en laiton et parfaitement dressé. Ces hublots permettent de voir à l'intérieur des tourelles. On peut facilement les enlever (lorsque l'on veut régler par exemple les miroirs analyseur et polariseur), et les remettre ⁽¹⁾. Les tourelles

(1) Pour retirer les hublots aucun système de décollage n'est nécessaire. Il suffit de les faire glisser sur le rodage plan qui les porte. Leur grande épaisseur — par ailleurs plus que suffisante pour résister à la pression — facilite beaucoup cette manœuvre.

portent des ouvertures latérales auxquelles sont vissés et soudés les tubes $t_1 t_2 t_3 t_4 t_5$.

Les miroirs plans servant de polariseur et d'analyseur sont placés respectivement dans les tourelles T_2 et T_4 . Chacun d'eux est porté par un plateau circulaire P ($d = 70$ mm.) fixé au moyen d'un collier et d'une vis de serrage V (fig. 14) à une tige verticale en laiton directement vissée dans le fond de la tourelle. On peut en agissant sur V modifier la hauteur et l'orientation du plateau; d'autre part, on peut au moyen de trois cales disposées entre le plateau et le miroir, modifier légèrement l'inclinaison de ce dernier par rapport au plateau.

La tourelle T_3 destinée à recevoir les compensateurs ou les différentes lames cristallines est représentée fig. 15. Elle est fermée à la partie supérieure par un disque de laiton vissé et soudé, percé suivant son axe d'un trou cylindrique dans lequel est picéiné un large tube de pyrex M muni d'un bouchon rodé B . La plaque perforée D , contre laquelle on fixe les différentes lames à étu-

dier, est portée par une tige T , solidaire du bouchon B et placée suivant son axe. Les vis v qui la relient à cette tige passent dans la rainure r qui permet le réglage en hauteur. Le réglage en direction s'obtient en faisant tourner B .

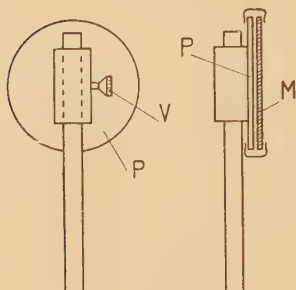


Fig. 14.

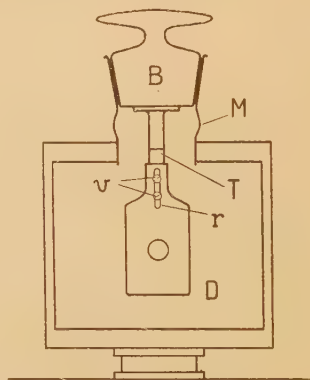


Fig. 15.

Couvercles porte-miroirs concaves. — Les miroirs concaves C_1 et C_2 sont fixés respectivement aux « couvercles » qui ferment les tubes t_1 et t_5 . Ces couvercles sont en laiton, ils sont circulaires et profilés (voir fig. 16) de façon à résister à la pression. Chacun d'eux s'applique par son rebord R , sur un rodage plan annulaire R' porté en bout par le tube qu'il sert à fermer, et est maintenu par huit vis de fixation V . Le rodage R' porte une rainure r destinée à loger l'excès de graisse à roder. Le rodage R porte deux vis « casse-joints » permettant de retirer commodément le couvercle, une fois les vis V enlevées.

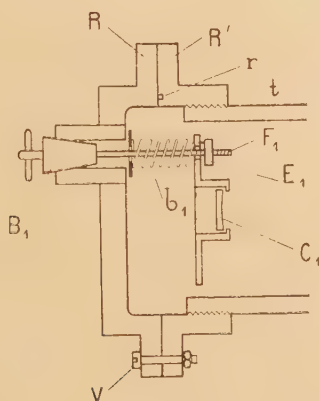


Fig. 16.

Chaque couvercle est traversé par trois tubes de laiton vissés et soudés, fermés respectivement par les bouchons coniques rodés en acier $B_1B_2B_3$. A ces bouchons sont fixées suivant leur axe les tiges filetées $F_1F_2F_3$ qui servent à soutenir et manœuvrer les miroirs.

Chaque miroir est porté par une monture de duralumin qui comprend une partie cylindrique dans laquelle il se loge, et un plateau circulaire percé de trois trous lisses, dans lesquels s'engagent les tiges filetées $F_1F_2F_3$. Trois écrous $E_1E_2E_3$ sont vissés sur ces tiges et trois ressorts à bou-

din $b_1b_2b_3$ maintiennent constamment le plateau appliqué contre ces écrous. Chaque écrou est muni d'un ergot se logeant dans un trou correspondant percé dans le plateau, de sorte que lorsqu'on tourne les bouchons $B_1B_2B_3$ on contraint les écrous $E_1E_2E_3$ à se déplacer le long des tiges $F_1F_2F_3$, et par suite on modifie la position et l'inclinaison du miroir.

Raccord au spectrographe. — La jonction de l'appareil

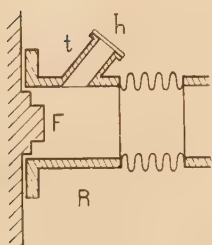


Fig. 17.

polarimétrique au spectrographe est faite au moyen du tube raccord R (fig. 17) relié à la tourelle T_4 par une membrane souple en tombac, et portant à son autre extrémité un rodage plan qui s'applique au moyen de quatre vis sur le rodage entourant le porte-fente F du spectrographe. La fente du spectrographe peut être vue de l'extérieur grâce au hublot h pi-

céiné en bout du tube t soudé latéralement à R.

CHAPITRE III

Ensemble du dispositif expérimental.

Réglages.

L'appareil complet servant aux mesures (fig. 18 et pl. 1) comprend la source lumineuse *s*, le « polarimètre » *P*, le spectrographe *S* et les pompes à vide. Le polarimètre a été décrit au chapitre précédent. Je vais passer à la description des autres parties du montage et indiquer la façon de faire les réglages.

Source lumineuse. — Pour avoir une source lumineuse de grande brillance ⁽¹⁾ j'ai employé la décharge condensée entre électrodes métalliques. Comme celle-ci est difficile à établir et à maintenir stable dans le vide ⁽²⁾, j'ai adopté le procédé imaginé autrefois par Lyman et souvent repris depuis ⁽³⁾, qui consiste à produire les étincelles dans une ampoule isolée du reste de l'appareil (par une fenêtre de fluorine) et remplie d'un gaz transparent (pour la région spectrale considérée). *Je me suis attaché à réaliser une « lampe » d'emploi particulièrement commode* ⁽⁴⁾. J'ai choisi pour cela le tungstène

⁽¹⁾ Il n'était pas nécessaire ici d'avoir une source donnant un spectre continu.

⁽²⁾ Cf. par exemple : L. et E. BLOCH. *Journal de Physique et le Radium* [7], 5 (1934), 291.

⁽³⁾ T. LYMAN. *Astrophysical Journal*, 35 (1912), 341 ; L. et E. BLOCH. *Journal de Physique et le Radium* [6], 2 (1921), 229 et [6], 6 (1925), 107.

⁽⁴⁾ R. SERVANT. *Revue d'Optique théorique et instrumentale*, 14 (1935), 293.

comme métal des électrodes. Ce métal s'use peu, donne un spectre riche en raies, et enfin peut être soudé directement au pyrex ce qui facilite la construction de l'ampoule. J'ai enfin utilisé l'azote pur et sec ⁽¹⁾ comme gaz de remplissage. La disposition à laquelle je me suis arrêté est représentée figure 19.

La lampe est constituée par une ampoule A remplie d'azote et munie d'électrodes en tungstène. Elle s'adapte par le rodage conique r au corps de l'appareil polarimétrique, et elle est fermée par la fenêtre de fluorine F ⁽²⁾. Les tiges de tungstène tt (de 3 mm. de diamètre) formant les électrodes, sont directement soudées aux tubes latéraux TT fixés à l'ampoule. Une circulation d'eau C assure le refroidissement. Les serre-fils reliant les fils d'arrivée et de départ du courant aux électrodes sont munis d'ailettes et contribuent aussi au refroidissement. Les robinets RR permettent de vider ou de remplir l'ampoule. La même quantité d'azote peut servir longtemps et il est inutile de faire circuler le gaz. En portant au rouge (à l'aide d'un chalumeau) les renflements $r_e r_e$ dont sont munis les tubes T, on peut rapprocher facilement

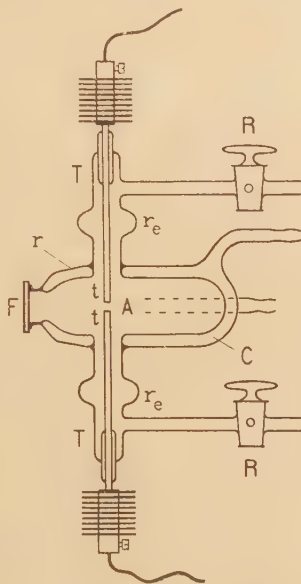


Fig. 19.

(1) Il est nécessaire que l'azote soit rigoureusement exempt d'oxygène et de vapeur d'eau. J'ai utilisé de l'azote « spécial » fourni par la *Société de l'Air liquide*.

(2) J'ai aussi utilisé récemment une « fenêtre » de fluorure de lithium « artificiel ».

les électrodes au fur et à mesure de leur usure ⁽¹⁾. Ces électrodes sont séparées par un intervalle de 2 mm. environ.

L'alimentation de la lampe se fait de la façon suivante : Un transformateur haute tension (110-15 000 volts, 5,5 kilowatts) est alimenté par le secteur (intensité dans le circuit primaire réglable). Il charge par l'intermédiaire de 2 bobines de choc une batterie de condensateurs ($C = 4 \times 0,027 \mu\text{f}$). Celle-ci se décharge à travers la lampe plusieurs fois par alternance. Dans le cas où l'ampoule est remplie de gaz à pression réduite, il est nécessaire pour maintenir une décharge condensée de disposer un éclateur en série avec la lampe.

Etalonnage du spectre fourni par la lampe. — Les données sur le spectre du tungstène sont les suivantes : Dans la région de Schumann, la liste de raies publiées pour la première fois en 1925 par MM. L. et E. Bloch ⁽²⁾. Entre 2 060 Å et 1 850 Å, la liste publiée par Bayen ⁽³⁾. Au-dessus, les listes assez nombreuses publiées dans les Tables internationales de constantes et dans l'ouvrage de Kayser ⁽⁴⁾.

Comme les raies sont extrêmement serrées, il est utile de prendre une fois pour toutes un spectre de comparaison avec un arc au mercure à enveloppe de quartz. On peut aussi, du côté de l'ultra-violet proche, utiliser la planche 49 de l'atlas de Eder et Valenta ⁽⁵⁾, et du côté de l'ultra-violet lointain se servir comme repères des doublets bien connus de l'azote situés à 1 742 Å et 1 492 Å qui apparaissent toujours avec une grande intensité.

Alors que les données au-dessus de 1 850 Å sont exprimées en longueurs d'onde dans l'air, celles de la région de Schu-

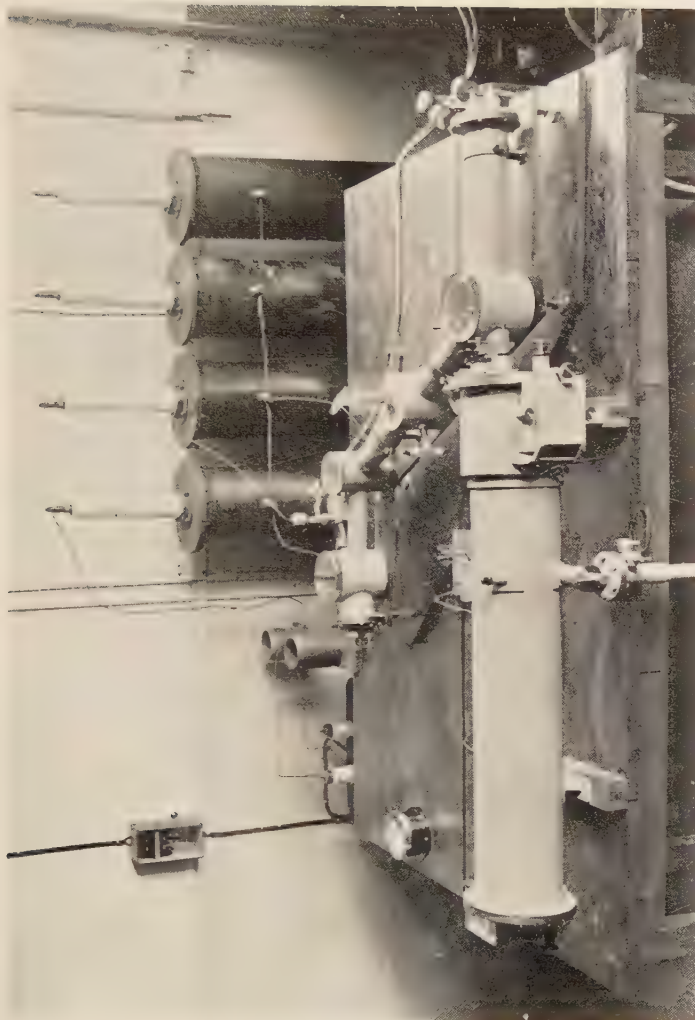
(1) Le nettoyage de l'intérieur de l'ampoule se fait très facilement à l'acide fluorhydrique commercial.

(2) L. et E. BLOCH. *Comptes Rendus*, **180** (1925), 133 et *Journal de Physique et le Radium* [6], **6** (1925), 105.

(3) BAYEN. *Comptes Rendus*, **180** (1925), 57.

(4) *Tables* de Kayser. Berlin (1926).

(5) EDER et VALENTA. *Atlas typischer spektren*. Wien (1928).



Ensemble du dispositif expérimental.

mann le sont en longueurs d'onde dans le vide. Il faut, bien entendu, pour l'étalonnage du spectre, ramener tout au vide en utilisant soit la formule de Fabry et Buisson ⁽¹⁾, soit les tables de Twyman et Smith ⁽²⁾.

Spectrographe. — J'ai utilisé un spectrographe L. et E. Bloch, à réseau dans le vide ⁽³⁾. Comme il a été décrit en détail dans la *Revue d'Optique* ⁽⁴⁾, je me bornerai à en rappeler les principales caractéristiques : Le réseau concave, utilisé en montage normal, a 1 m. de rayon et porte 571 traits au millimètre, il a 3,5 cm. de haut sur 5,5 cm. de large. La dispersion (dans le 1^{er} ordre) est voisine de 18 Å au millimètre. Des « clefs à robinets » actionnant des tiges jointes à la cardan, permettent d'effectuer les principaux réglages de l'extérieur, l'appareil restant sous vide. Ainsi, le déplacement et la rotation du réseau sont commandés par les clefs $r_1 r_2$, et le mouvement en hauteur et direction du porte-châssis photographique par r_4 et r_3 . Les plaques s'introduisent par la porte D. L'appareil possède un « obturateur de plaque » manœuvrable de l'extérieur par la clef r_5 .

Groupe de pompage. — On fait le vide dans l'appareil au moyen d'une pompe moléculaire Holweck (type 6). Le vide préliminaire nécessaire au fonctionnement de cette pompe est obtenu au moyen d'une pompe rotative à palettes à deux étages Gaiffe-Gallot et Pilon. La pompe Holweck est reliée par l'intermédiaire d'un tube souple en tombac à l'ajustage R_1 du spectrographe. Le vide s'établit dans le reste de

⁽¹⁾ *Recueil de constantes physiques* édité par la Société Française de Physique. Paris, 432.

⁽²⁾ F. TWYMAN et D. M. SMITH. *Wavelength tables for spectrum analysis*. London (1931), 5.

⁽³⁾ Aimablement prêté par M. Croze, Professeur à la Faculté des Sciences.

⁽⁴⁾ L. et E. BLOCH. *Revue d'Optique théorique et instrumentale*, 5 (1926), 63.

l'appareil grâce à une ouverture circulaire percée dans la paroi du spectrographe, au-dessus de la fente (au début j'avais prévu une canalisation de vide indépendante pour le polarimètre aboutissant au robinet R_2 , mais l'expérience a montré que ce n'était pas nécessaire). Il est important de placer dans l'appareil une coupelle contenant de l'anhydride phosphorique. Dans ces conditions, si l'on fait le vide en partant de la pression atmosphérique, il faut compter une vingtaine de minutes pour ne plus avoir de lueur dans les tubes témoins t_1 et t_2 excités sous une tension de 30 000 volts par une petite bobine d'induction (ce qui correspond à une pression de l'ordre du $1/1\,000$ de millimètre de mercure).

Réglages. — Pour pouvoir utiliser l'appareil, il est nécessaire de faire les réglages suivants :

1° *Réglage du spectrographe.* — On règle le réseau et le porte-châssis photographique de façon à obtenir de bons clichés de spectres. Pour cela, on agit d'abord sur la commande en direction r_2 du réseau de façon à amener la région $1\,700\text{ Å}$ au milieu de la plaque. On agit ensuite sur sa commande en profondeur r_1 et en même temps sur la commande en inclinaison r_3 de la plaque pour la mise au point du spectre. En général il reste à rendre ce dernier horizontal ⁽¹⁾. Il faut dévisser le fond du spectrographe et agir sur les quatre vis qui fixent le réseau sur son support de façon à ramener son axe dans un plan horizontal. En agissant encore sur deux vis supplémentaires, on fait tourner légèrement le réseau sur lui-même jusqu'à ce que les raies spectrales soient le plus fines possible (à ce moment il y a parallélisme des traits du réseau et de la fente).

2° *Réglage du polarimètre.* — Comme le montage est achromatique, on fait ce réglage en utilisant la lumière

⁽¹⁾ Sinon le spectre apparaît de travers par rapport au « cache » qui le limite.

blanche de la « lampe » à électrodes de tungstène. On règle les miroirs polariseur et analyseur M_1M_2 à l'incidence brewstérienne moyenne B pour la région spectrale étudiée⁽¹⁾. On agit pour cela sur les supports de M_1M_2 (voir p. 26) et sur les articulations permettant de modifier la direction des tubes t_3t_5 (fig. 10). Le reste du réglage se fait à l'aide des commandes extérieures des miroirs concaves C_1C_2 . La marche du faisceau se contrôle aisément. Il est bon toutefois de dévisser le couvercle fermant en bout le tube t_5 pour s'assurer que la lumière tombe entièrement sur le miroir C_2 . On agit enfin sur le tombac τ_3 et sur le tirage du miroir C_2 pour amener exactement l'image du diaphragme D dans le plan du porte fente F.

3° *Réglage de l'ensemble polarimètre-spectrographe.* — Il faut que le faisceau issu du polarimètre et aboutissant à la fente du spectrographe tombe sur la partie utile du réseau. Pour cela, on retire le réseau et on lui substitue un écran. On agit alors sur le plateau de bois supportant le polarimètre (voir p. 24), puis sur les vis calantes de ce dernier, de façon que la tache lumineuse observée vienne au centre de l'écran. A ce moment on immobilise l'ensemble et on remet le réseau en place.

Ces différents réglages, qui sont longs et délicats, doivent être faits minutieusement. En particulier, le dernier a une grosse importance : les éléments de l'appareil ont été calculés pour que le faisceau couvre juste le réseau. S'il se trouve déporté et frappe le bord du diaphragme (pourtant noir mat) qui le limite, la lumière diffusée voile les clichés et les rend inutilisables.

(1) On prendra par exemple $B = 59^\circ$. Voici d'ailleurs, pour différentes longueurs d'onde, les valeurs de B (pour la silice fondue) que l'on peut calculer d'après la formule de dispersion de Engl :

λ (en $\text{\AA}$).	1 900	1 800	1 700	1 600	1 500
B.	$57^\circ 27'$	$57^\circ 47'$	$58^\circ 14'$	$58^\circ 55'$	$60^\circ 5'$

Plaques photographiques. — On sait que les plaques photographiques ordinaires ne conviennent plus dans l'ultra-violet lointain. La gélatine est absorbante et arrête la lumière avant qu'elle puisse atteindre le bromure d'argent. Schumann ⁽¹⁾ a le premier tourné la difficulté en fabriquant des plaques spéciales à émulsion extrêmement pauvre en gélatine. On en trouve maintenant dans le commerce. Mais comme on évite difficilement le voile et les taches, j'ai préféré employer pour ce travail des plaques photographiques ordinaires sensibilisées à l'huile ou au salicylate de sodium.

Au début, j'ai surtout employé la sensibilisation par l'huile suivant le procédé indiqué par MM. Duclaux et Jeantet ⁽²⁾ en 1921. J'utilisais une solution d'huile de machine dans l'éther de pétrole que j'étendais sur les plaques au moyen d'un tampon de coton (Il suffit avant le développement de les laver à l'éther).

J'ai beaucoup utilisé ensuite le procédé de sensibilisation au salicylate de sodium. Ce procédé, proposé en 1932 par J. et J. F. Thovert ⁽³⁾ a été beaucoup étudié depuis au point de vue photométrique. On opère avec une solution alcoolique de salicylate. Là encore, au lieu de procéder par immersion, j'ai préféré étendre directement le sensibilisateur sur les plaques au moyen d'un tampon ⁽⁴⁾. Il est inutile de les rincer avant de les introduire dans le révélateur.

Après différents essais, j'ai employé surtout les plaques Superfulgur Guillemainot et le révélateur Baldet (Hydroquinone 12 g., gélol 1,5 g., sulfite de sodium anhydre 50 g.,

⁽¹⁾ SCHUMANN. *Annalen der Physik*, 5 (1901), 349.

⁽²⁾ J. DUCLAUX et P. JEANTET. *Journal de Physique et le Radium* [6], 2 (1921), 156.

⁽³⁾ J. et J. F. THOVERT. *Bulletin de la Société Française de Physique* (1932), 158 S.

⁽⁴⁾ On évite ainsi de dissoudre l'enduit anti-halo dans le sensibilisateur.

carbonate de potassium 50 g., bromure de potassium 1 g. dans un litre d'eau distillée).

La durée des temps de pose variait de 1 à 4 heures (non compte tenu des interruptions nécessaires au refroidissement de la source).

CHAPITRE IV

Exemples de mesures. Biréfringence du gypse et de la barytine dans l'ultra-violet lointain et la région de Schumann.

M. Sève, dans un important travail sur les constantes optiques des cristaux dans l'ultra-violet ⁽¹⁾, a déterminé en particulier les courbes de dispersion des biréfringences principales $n_m - n_p$ de la barytine et $n_g - n_p$ du gypse. Comme ses mesures constituent un des rares exemples d'études de ce genre, il m'a paru intéressant de les compléter vers les courtes longueurs d'onde. Je les ai successivement étendues de 2400 Å environ à 1850 Å, puis au delà, dans la région de Schumann.

Je vais, à propos de cet exemple concret, revenir au préalable sur certaines questions qui se posent dans l'étude des lames biréfringentes et que je n'ai pas encore eu l'occasion de traiter. *Les remarques que je vais faire seront valables pour l'étude sur le quartz qui sera faite dans la deuxième partie de ce travail.*

Influence de l'orientation des lignes neutres sur la qualité des franges. — Soit OPA (fig. 20) la direction commune des vibrations que laissent passer le polariseur et l'analyseur (qui sont parallèles), $ox - oy$ les lignes neutres de la lame et α l'angle xOP . J'ai supposé au chapitre I que l'on pre-

(1) P. SÈVE. *Annales de Physique* [10], 17 (1932), 137.

nait $\alpha = 45^\circ$. Dans ces conditions, il y a extinction lorsque la différence de phase Φ introduite par la lame entre les vibrations x et y est un nombre impair de fois π . Supposons maintenant que α soit différent de 45° , soit par suite d'une légère erreur d'orientation, soit à cause de la dispersion tournante des axes. Si $\mathfrak{J}_0$ est l'intensité de la lumière sortant du polariseur, l'intensité transmise par l'analyseur est :

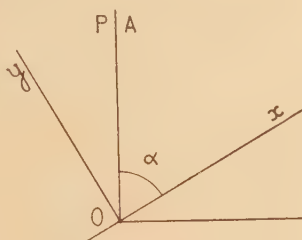


Fig. 20.

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0 \left[\cos^2 2\alpha + \sin^2 2\alpha \cdot \cos^2 \frac{\Phi}{2} \right].$$

On voit qu'elle est toujours minimum pour $\Phi = (2K + 1)\pi$, mais l'extinction n'est plus complète. On a :

$$\mathfrak{J}_{\min} = \mathfrak{J}_0 \cdot \cos^2 2\alpha.$$

Les franges sombres sont à la même place que dans le cas $\alpha = 45^\circ$ et les équations du chapitre premier sont toujours valables.

Influence des réflexions multiples sur les lames. — On sait, surtout depuis le travail de Chaumont ⁽¹⁾, combien les réflexions multiples sur les faces des lames cristallines peuvent diminuer la sensibilité des mesures et même dans certains cas fausser très nettement les résultats. Il convient donc d'examiner si pour la méthode des franges que j'emploie, les réflexions parasites peuvent produire des perturbations.

Considérons une lame biréfringente, à faces parallèles, dont les lignes neutres Ox Oy sont encore disposées

(1) L. CHAUMONT. *Annales de Physique* [9], 4 (1915), 61.

comme l'indique la figure 20 par rapport à la vibration polarisée incidente OP. S'il n'y avait pas de réflexions parasites, elle transformerait la vibration rectiligne :

$$P \begin{cases} x = \sqrt{\delta_0} \cdot \cos \alpha \cdot \cos \omega t \\ y = \sqrt{\delta_0} \cdot \sin \alpha \cdot \cos \omega t \end{cases}$$

en la vibration elliptique :

$$E \begin{cases} x = \sqrt{\delta_0} \cdot \cos \alpha \cdot \cos (\omega t - \varphi_x) \\ y = \sqrt{\delta_0} \cdot \sin \alpha \cdot \cos (\omega t - \varphi_y) \end{cases}$$

où φ_x et φ_y représentent les « pertes de phase » subies respectivement par les vibrations de directions x et y dans une traversée simple de la lame. Les radiations « éteintes » dans le spectre, correspondraient d'après le paragraphe qui précède à :

$$\Phi = \varphi_y - \varphi_x = (2K + 1)\pi.$$

Voyons maintenant ce qui se passe si l'on tient compte des réflexions. Désignons par r le pouvoir réflecteur de la lame, supposée parfaitement transparente ; nous supposons qu'il est le même pour les deux directions de vibrations privilégiées Ox et Oy . Dans ces conditions, on trouve facilement (Chaumont) que la vibration elliptique émergente est :

$$E' \begin{cases} x = a \cdot \cos (\omega t - \Phi_x) \\ y = b \cdot \cos (\omega t - \Phi_y) \end{cases}$$

où a , Φ_x , b et Φ_y sont définis par les relations :

$$(1) \quad \begin{cases} a = \sqrt{\delta_0} \cdot \frac{1-r}{R_x} \cdot \cos \alpha ; \\ \cos \Phi_x = \frac{1-r}{R_x} \cos \varphi_x ; \sin \Phi_x = \frac{1+r}{R_x} \cdot \sin \varphi_x \end{cases}$$

$$(2) \quad \begin{cases} b = \sqrt{\delta_0} \cdot \frac{1-r}{R_y} \cdot \sin \alpha ; \\ \cos \Phi_y = \frac{1-r}{R_y} \cos \varphi_y ; \sin \Phi_y = \frac{1+r}{R_y} \cdot \sin \varphi_y \end{cases}$$

avec :

$$R_x = \sqrt{1 - 2r \cos 2\varphi_x + r^2} \quad \text{et} \quad R_y = \sqrt{1 - 2r \cos 2\varphi_y + r^2}.$$

La différence de phase qui intervient est donc cette fois $\Phi = \Phi_y - \Phi_x$ et non $\varphi_y - \varphi_x$. Les « extinctions » ont lieu lorsque cette différence est un nombre impair de fois π . Or, si l'on calcule $\sin(\Phi_y - \Phi_x)$ d'après les relations (1) et (2) on trouve :

$$\sin \Phi = \sin(\Phi_y - \Phi_x) = \frac{1 - r^2}{R_x R_y} \cdot \sin(\varphi_y - \varphi_x).$$

La condition $\sin \Phi = 0$, entraîne donc encore la condition :

$$\varphi_y - \varphi_x = (2K + 1)\pi$$

obtenue sans tenir compte des réflexions. *Par suite, les formules du chapitre premier définissant la position des franges sont toujours valables.* Ce premier résultat est évident si l'on songe que lorsque le retard dû au trajet direct est un nombre impair de fois π , les retards dus à 3, 5, 7 fois ce trajet sont aussi égaux à un nombre impair de fois π . Seul l'éclairement des franges sombres est légèrement modifié par les réflexions. En effet l'intensité de la lumière transmise par l'analyseur est :

$$\mathfrak{J} = a^2 \cos^2 \alpha + b^2 \sin^2 \alpha + 2ab \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \cos(\Phi_y - \Phi_x).$$

Pour les franges obscures, on a :

$$\mathfrak{J}_{\min} = (a \cos \alpha - b \sin \alpha)^2.$$

Si l'on pose :

$$\Psi = \varphi_x + \varphi_y$$

il vient, en tenant compte de (1) et (2) :

$$\mathfrak{J}_{\min} = \mathfrak{J}_0 \frac{(1 - r^2)^2}{1 + 2r \cos \Psi + r^2} \cdot \cos^2 2\alpha.$$

On voit que cette expression dépend en dehors de α , des

quantités r et Ψ , donc de r , e et λ ⁽¹⁾. Elle est encore nulle pour $\alpha = 45^\circ$, comme précédemment.

Ainsi, les réflexions qui jouent un rôle si important dans le cas où $\varphi_y - \varphi_x$ est quelconque, n'interviennent que dans l'expression de $\lambda_{\min}$ et non dans la position des franges dans le cas où $\varphi_y - \varphi_x = (2k + 1)\pi$. Reportons-nous (fig. 21) à la

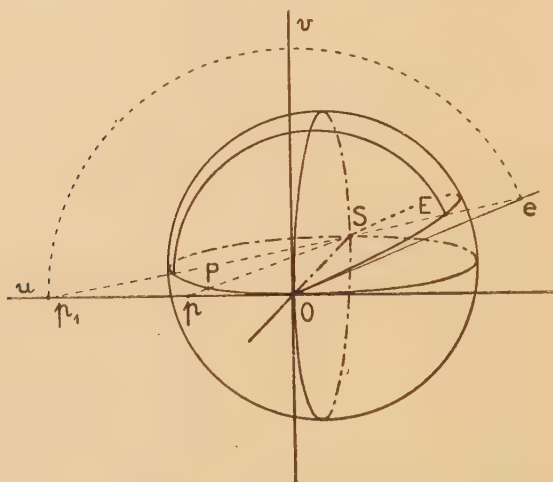


Fig. 21.

sphère de Poincaré et à son plan tangent. Soient $p(\operatorname{tg} \alpha, 0)$, $P(2\alpha, 0)$ les points représentatifs dans le plan et sur la sphère de la vibration incidente. Soient de même e , E les points représentatifs de la vibration sortante. Dans le cas général, pour avoir à partir de p le point e et finalement E , il faut effec-

(¹) Ψ qui est de l'ordre d'une centaine de fois au moins $\varphi_y - \varphi_x$ varie à la fois avec l'épaisseur (il peut varier d'un point à l'autre de la lame si le parallélisme des faces n'est pas suffisamment parfait, et l'on n'observe alors qu'un effet moyen) et avec la longueur d'onde (puisqu'il est lié à l'indice moyen de la lame). On voit que dans tous les cas le facteur $\frac{(1-r)^2}{1+2r \cos \Psi + r^2}$ oscille entre 1 et $\left(\frac{1-r}{1+r}\right)^2$.

tuer deux opérations : homothétie de centre O dans le rapport $\frac{Op_1}{Op} = \frac{R_x}{R_y}$, et rotation d'angle $\Phi = \Phi_y - \Phi_x$ (différent de $\varphi_y - \varphi_x$) effectuée de l'origine comme centre. Or dans le cas où :

$$\varphi_y - \varphi_x = (2K + 1)\pi$$

on a :

$$R_x = R_y \quad (= \sqrt{1 + 2r \cos \Psi + r^2}).$$

Le léger dichroïsme dû aux réflexions n'existe plus, p_1 se confond avec p et le point représentatif de la vibration sortante se déduit de P comme l'indique la figure 22. La vibra-

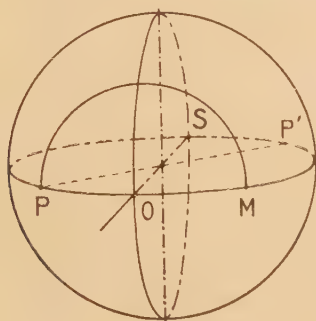


Fig. 22.

tion émergente est rectiligne ⁽¹⁾, on voit qu'elle est complètement éteinte lorsque $\alpha = 45^\circ$ car alors $P'M = 0$.

Détermination des ordres d'interférence. — On a besoin pour appliquer l'équation du chapitre premier :

$$2e \frac{B(\lambda)}{\lambda} = 2K + 1$$

(¹) Son intensité est réduite dans le rapport $\left(\frac{1-r}{R}\right)^2$ à partir de celle de la vibration incidente. Cela n'apparaît pas sur la représentation de Poincaré (pour laquelle tout point représente une série de vibrations semblables), mais cela ressort des formules (1) et (2).

de connaître pour chaque frange la valeur du nombre K correspondant ou l'ordre d'interférence $\frac{2K+1}{2}$. Parmi les nombreuses méthodes proposées (voir par exemple Sève) j'ai utilisé de préférence celle qui consiste à calculer le « numéro » d'ordre entier $n = 2K + 1$ des franges obscures, en partant de celui des franges situées dans une région où la biréfringence est déjà connue. Ainsi, soit (fig. 23) un cliché

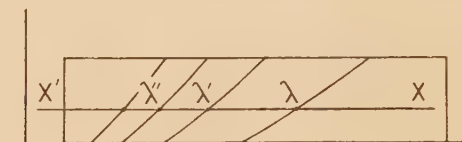


Fig. 23.

à franges obliques exploré suivant la ligne $X'X$ parallèle à ses bords. Soient $\lambda, \lambda', \lambda'', \dots$ les longueurs d'onde aux points d'intersection avec $X'X$ des franges situées dans la partie du spectre qui sert au raccordement des mesures et où par conséquent les valeurs $B, B', B'', \dots$ de la biréfringence sont déjà connues. Soient $n, n', n'', \dots$ les numéros d'ordre correspondants. Comme ils varient régulièrement de deux unités quand on passe d'une frange à la suivante, on a en désignant par e l'épaisseur de la lame au niveau $X'X$:

$$\begin{aligned} 2e \frac{B}{\lambda} &= n \\ 2e \frac{B'}{\lambda'} &= n' = n + 2 \\ 2e \frac{B''}{\lambda''} &= n'' = n + 4. \\ &\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \end{aligned}$$

Ces équations permettent de tirer n : il suffit d'éliminer e entre deux quelconques d'entre elles. Les différentes valeurs ainsi calculées (par exemple $n = 4 \cdot \frac{B\lambda''}{B''\lambda - B\lambda''}$) doivent être

concordantes. On ne doit en retenir que la partie entière. Ayant n , on peut en déduire le numéro d'ordre d'une frange quelconque. Ainsi la $p^{\text{ième}}$ après la frange n aura pour numéro :

$$N = n + 2p.$$

Cela suppose simplement qu'il y a croissance régulière des ordres d'interférence. Or on peut voir immédiatement si c'est vrai par le simple examen des franges obliques : si contrairement à l'hypothèse formulée, on avait un même ordre d'interférence pour deux longueurs d'onde différentes, il y aurait sur le cliché des franges d'inclinaisons contraires. La succession des numéros d'ordre des franges devrait être modifiée en conséquence.

Les équations qui donnent n permettent aussi de calculer e . C'est la valeur ainsi trouvée que l'on adoptera dans la suite, de préférence à celle mesurée directement au palmer (qui sert simplement de contrôle). *Il est très important de remarquer* que dans le cas des spectres à franges obliques, il peut arriver que les valeurs trouvées pour e , qui devraient être concordantes, varient très légèrement avec la longueur d'onde suivant une loi linéaire. En effet, les clichés doivent être explorés à niveau constant parallèlement au trait de repère obtenu en tendant un fil fin à angle droit de la fente du spectrographe, mais il peut arriver que la « ligne d'exploration » soit légèrement oblique par rapport à celui-ci. Il suffit de tenir compte de cette variation de e dans le dépouillement des clichés. C'est ce qui a toujours été fait dans les mesures rapportées plus loin.

Mesure de la biréfringence principale $n_m - n_p$ de la barytine.

— La barytine (SO^4Ba) qui cristallise dans le système orthorhombique est caractérisée par ses trois biréfringences principales $n_m - n_p$, $n_g - n_p$, et $n_g - n_m$. M. Sève a étudié seulement dans l'ultra-violet la première d'entre elles, en

employant des lames taillées perpendiculairement à la bissectrice aiguë des axes. Ces lames présentent un intérêt spécial en raison de leur utilisation possible comme « compensateurs » pour l'ultra-violet. C'est leur étude que j'ai prolongée vers les courtes longueurs d'onde.

J'ai fait plusieurs séries de mesures ⁽¹⁾, soit avec des lames à faces parallèles (de 1 à 2 mm. d'épaisseur), soit avec des lames taillées en forme de prisme, d'angle très aigu ($1/2$ degré par exemple). Voici deux d'entre elles :

Mesures faites avec une lame de 1,857 mm. d'épaisseur.
 I = longueurs d'onde dans l'air en $\text{\AA}$; II = $(n_m - n_p) \cdot 10^4$.

I.	2 828,3	2 735,9	2 652,3	2 586,4	2 524,7	2 470,2	2 417,5
II.	19,05	19,89	20,71	21,63	22,43	23,28	24,08
I.	2 376,6	2 335,2	2 297,3	2 263,6	2 235,6	2 205,2	2 178,2
II.	24,96	25,78	26,60	27,43	28,29	29,10	29,91
I.	2 154,0	2 130,1	2 110,4	2 088,4	2 070,7	2 052,4	2 034,5
II.	30,74	31,54	32,39	33,18	34,01	34,81	35,61
I.	2 020,0	2 004,2	1 990,8	1 976,3	1 963,8	1 951,0	1 939,3
II.	36,44	37,24	38,06	38,84	39,66	40,45	41,25
I.	1 927,9	1 916,5	1 906,2	(t = 17°)			
II.	42,05	42,83	43,63				

(1) En prenant la moyenne des résultats, on élimine la légère erreur qui pourrait provenir, comme M. Sève l'a signalé, d'un défaut de taille des lames (entraînant le fait que lorsque celles-ci sont orthogonales au rayon moyen, la bissectrice aiguë des axes n'est pas tout à fait dirigée suivant cette direction). Il faut remarquer d'ailleurs que dans le cas particulier de la barytine, comme l'angle des axes est relativement grand, la biréfringence varie peu avec l'inclinaison des rayons au voisinage de la bissectrice de ces axes.

Mesures faites avec une lame prismatique de 30' d'angle
et de 0,76 mm. d'épaisseur moyenne.

I = longueurs d'onde dans le vide en Å; II = $(n_m - n_p) \cdot 10^4$.

I.	2 749,2	2 564,8	2 430,9	2 327,5	2 243,6	2 175,2	2 119,7
II.	19,82	21,85	23,89	25,93	27,93	29,93	31,95
I.	2 069,5	2 029,0	1 991,5	1 958,6	1 930,9	1 904,3	1 879,6
II.	33,91	35,90	37,85	39,79	41,76	43,68	45,58
I.	1 859,3	1 840,2	1 822,2	1 806,0	1 791,1	1 777,7	1 764,7
II.	47,52	49,44	51,35	53,26	55,17	57,08	58,98
I.	1 751,8	1 740,4	1 731,4	1 720,2	1 710,7	1 701,6	1 693,9
II.	60,84	62,73	64,67	66,51	68,38	70,25	72,15

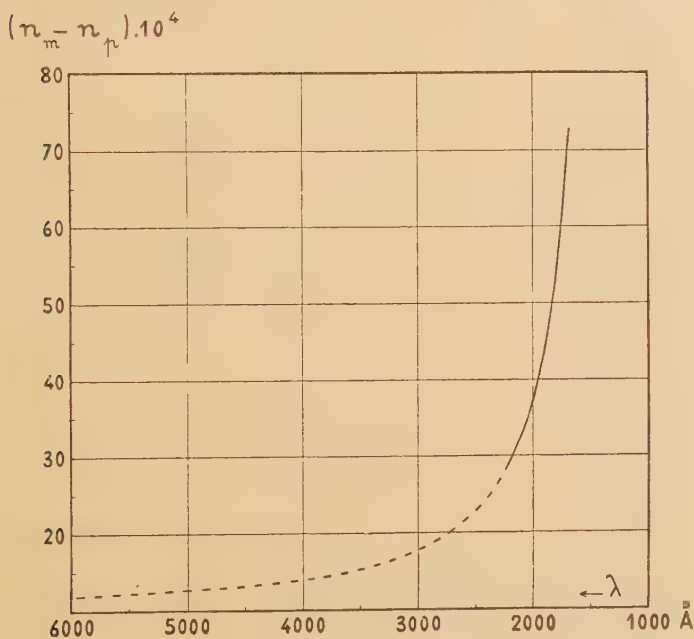
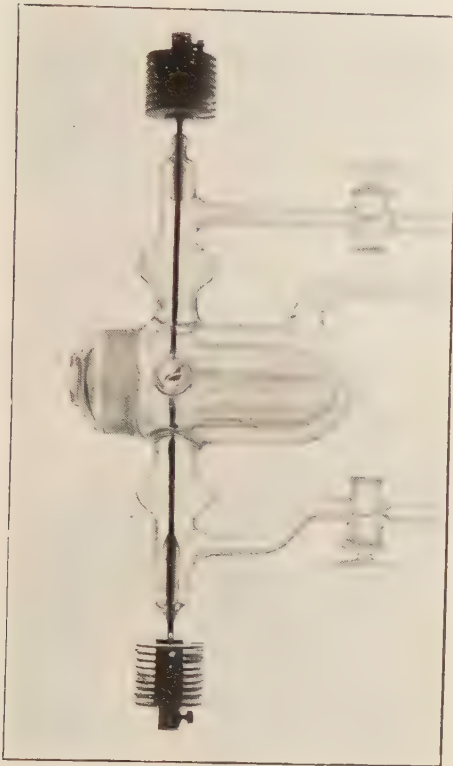


Fig. 24.

On peut d'après mes résultats tracer (fig. 24) la courbe de dispersion de la biréfringence $n_m - n_p$. J'ai reproduit en



(a)

(a) Lampe à électrodes de tungstène.

(b) Spectre à franges obliques. Cliché obtenu dans l'ultra-violet de Schumann avec une lame de quartz parallèle à l'axe, taillée en biseau de $20'$ d'angle et de $0,2$ mm. d'épaisseur moyenne. Les franges se resserrent de plus en plus vers les courtes longueurs d'onde (extrémité gauche du spectre). Elles cessent d'être observables au delà de 1450 Å environ, par suite de l'absorption considérable du quartz.

(b)



Mesures faites avec une lame prismatique de 30' d'angle
et de 0,1 mm. d'épaisseur moyenne.

I = longueurs d'onde dans le vide en Å ; II = $(n_g - n_p) \cdot 10^3$.

I.	2	355,5	2	143,3	2	022,7	1	939,5	1	879,0	1	836,2	1	800,4
II.		11,18		12,43		13,87		15,34		16,85		18,40		19,94
I.	1	771,4	1	749,0	1	726,6								
II.		21,49		23,06		24,59								

J'ai tracé figure 25 la courbe de dispersion. J'ai reproduit
en pointillés les résultats déjà obtenus par M. Sève dans

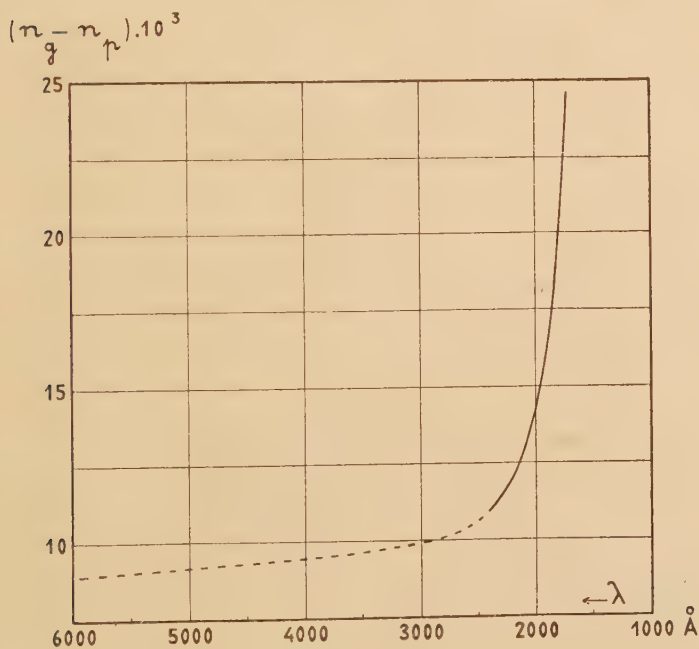


Fig. 25.

l'ultra-violet plus proche et le visible, de façon à donner une idée complète de la variation de $(n_g - n_p)$ avec la longueur d'onde.

Ici encore on voit qu'il y a une augmentation rapide de la biréfringence aux très courtes longueurs d'onde, au voisinage de la région d'absorption.

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE V

Examen et retouche des lames de quartz taillées perpendiculairement à l'axe optique.

La « mise à l'axe » d'un échantillon de quartz, c'est-à-dire la taille dans cet échantillon de deux faces planes parallèles perpendiculaires à l'axe optique est une opération courante pour les opticiens, car même lorsqu'il s'agit d'obtenir une lame ayant toute autre orientation on la découpe dans un bloc préalablement mis à l'axe. On utilise généralement comme appareil de contrôle un Norremberg ⁽¹⁾, mais, même à la fin de l'opération, l'orthogonalité des faces à l'axe n'est jamais réalisée que d'une manière approchée.

J'ai été amené à imaginer un procédé ⁽²⁾, applicable surtout aux lames minces pour lesquelles le problème se pose surtout, qui permet d'évaluer cette erreur de coupe et de faire effectuer des retouches ⁽³⁾. Je vais d'abord rappeler

⁽¹⁾ Voir par exemple : CH. DEVÉ. *Le travail des verres d'optique de précision* (Editions de la *Revue d'Optique*), Paris (1936).

⁽²⁾ R. SERVANT. *Comptes Rendus*, 204 (1937), 856 et *Revue d'Optique théorique et instrumentale*, 16 (1937), 215.

⁽³⁾ On pourrait utiliser les remarques que B. Brunhes a développées dans un travail très soigné sur la réflexion cristalline interne (*Annales de Chimie et de Physique* [6], 30, 1893, 98). Mais les formules à appliquer sont complexes (pp. 180 à 191). D'autre part, il faudrait commencer par régler le parallélisme des faces à l'axe pour ensuite, avec des calibres à 90°, faire la mise à l'axe, c'est-à-dire *changer complètement le sens habituel des opérations*.

pourquoi les opérations usuelles de mise à l'axe comportent des erreurs, j'indiquerai ensuite le principe de ma méthode et les résultats obtenus.

Rappel préliminaire des opérations de mise à l'axe ⁽¹⁾. — L'opticien guide les opérations de mise à l'axe par des



Fig. 26.

observations au Norremberg. On sait que si l'on place sur la glace sans tain de cet appareil (fig. 26) une lame de quartz perpendiculaire et que l'on concentre sur elle la lumière polarisée au moyen d'une lentille très convergente L, on observe des « spirales d'Airy » dans le plan focal F. L'opticien part d'un canon de quartz à faces parallèles, déjà grossièrement mis à l'axe ⁽²⁾. Il use progressivement la face inférieure de façon à réduire de plus en plus les déformations des spirales et à répartir uniformément la teinte des anneaux qui les entourent. Pour toutes ces opérations,

⁽¹⁾ Ces opérations devraient être toujours précédées d'un examen minutieux de la pureté optique de l'échantillon de quartz utilisé. Il doit être exempt non seulement des défauts visibles à l'œil nu tels que fils opaques ou diffusants, inclusions, cassures, fumées, etc..., mais encore de toutes irrégularités cristallines invisibles telles que les macles.

M. H. Buisson a le premier (*Journal de Physique* [5], 8 (1919), 25) préconisé l'examen en lumière polarisée *parallèle et monochromatique*. M. A. Arnulf a développé cette méthode (*Revue d'Optique théorique et instrumentale*, 10 (1931), p. 453) en remplaçant le polariseur et l'analyseur par des polariseur et analyseur elliptiques conjugués (ce qui permet d'éliminer les franges d'égale épaisseur). Sa méthode permet l'examen *précis* d'un bloc de quartz de *forme quelconque* (immergé dans un liquide de même indice) et le repérage de l'axe optique et sa matérialisation par traçage sur la surface du cristal.

⁽²⁾ On peut s'aider pour cela de la forme cristalline de l'échantillon. Sinon, comme dans le cas d'un galet roulé, il faut opérer soit par tâtonnements (en détachant un ou plusieurs fragments, en les mettant à l'axe, et en déduisant d'après leur position primitive la direction cherchée), soit par la méthode d'Arnulf qui permet le traçage à une quinzaine de minutes près

il suffit de « doucir » la face et de lui appliquer une goutte de liquide d'indice voisin. L'opération est terminée quand les spirales sont bien nettes, également noires et ne varient pas quand on tourne la lame dans son plan. A ce moment la face supérieure du quartz n'est plus parallèle à la face inférieure. On rétablit ce parallélisme avec soin en utilisant des visées à la lunette autocollimatrice. On peut ensuite découper des « tranches » dans le canon en rétablissant chaque fois le parallélisme des faces provenant de la coupure. On voit que si l'on part d'un quartz épais et si les coupes successives sont faites correctement, la précision peut être très bonne; mais si l'on part d'échantillons plus minces (extraits au milieu des macles) ou si l'on retaille des pièces anciennes, la précision diminue.

En fait, à côté d'échantillons soignés où l'orthogonalité des faces à l'axe est réalisée à quelques minutes près (ex. : 5'), on trouve facilement dans les collections des échantillons où cette orthogonalité n'est réalisée que beaucoup moins bien (ex. à 15' près). La question de leur retouche se pose donc.

Appareil utilisé. — La méthode que j'ai utilisée consiste à examiner les anneaux en lumière convergente monochromatique donnés entre nicols croisés par le quartz étudié, et

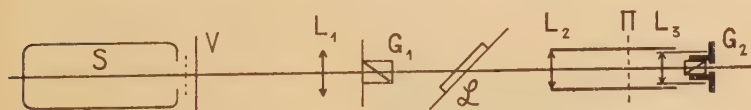


Fig. 27 a.

à suivre leur déplacement quand on tourne la lame dans son plan. Le montage est le suivant (fig. 27a) : Un verre dépoli V, éclairé par une lampe à mercure S munie d'un écran ne laissant passer que le vert, est placé dans le plan focal d'une

lentille L_1 ($f_1 = 20$ cm.). A la sortie de L_1 on a donc une série de faisceaux de lumière parallèle sensiblement monochromatique, et de différentes inclinaisons. Ils traversent un Glazebrook G_1 (face d'entrée 1 cm. $\times$ 1 cm.) et tombent sur la lame étudiée $\mathcal{L}$. Ils sont repris par une lentille L_2 ($f_2 = 10$ cm.). On examine avec l'oculaire L_3 , à travers l'analyseur G_2 (petit glazebrook de $0,5 \times 0,5$ cm. d'entrée) la figure d'interférence formée dans le plan focal π de L_2 . Les pièces $L_2 L_3 G_2$ sont montées dans deux tubes de laiton coulissant l'un dans l'autre et formant lunette. Un réticule est placé en π et sert à repérer les anneaux. Le système est équivalent à un microscope polarisant à champ faible et ne

permet pas de voir l'ensemble des anneaux. Mais en inclinant la lame $\mathcal{L}$ on peut faire défiler successivement les différentes portions d'anneaux dans le champ de la lunette.

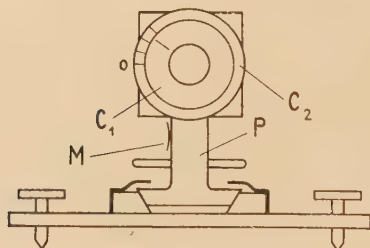


Fig. 27 b.

Le support de la lame $\mathcal{L}$ est représenté fig. 27b : C_1 est le pla-

teau circulaire qui porte la lame ; il peut tourner dans un évidement ménagé dans le plateau C_2 dont le rebord forme un limbe gradué de 5° en 5° . Ce plateau C_2 est directement fixé à un pivot vertical P et peut par suite tourner autour de celui-ci comme charnière. Un petit miroir M permet de mesurer les faibles déplacements angulaires au moyen de la méthode de Poggendorf.

Répartition générale des anneaux d'interférence. — Il est utile pour préciser dans quel cas mes calculs sont applicables, de rappeler un certain nombre de résultats théoriques

sur les anneaux observés. J'indiquerai leur répartition non seulement dans le cas des nicols croisés qui nous intéresse directement, mais encore dans le cas où les sections principales des nicols font un angle quelconque car *c'est en tournant l'analyseur que l'on distingue le mieux les différentes catégories d'anneaux* pour lesquels soit le pouvoir rotatoire, soit la biréfringence sont prépondérants.

Je supposerai dans ce qui suit que la lame est correctement taillée (faces normales à l'axe), qu'elle est placée en lumière convergente entre analyseur et polariseur et disposée normalement à l'axe optique du système. Voici ce que l'on observe dans le plan focal π :

Premier cas. — Les nicols sont croisés. Soit ω l'intersection du plan π avec l'axe optique, P et A_0 les directions de vibrations que peuvent transmettre le polariseur et l'analyseur ($\widehat{PA_0} = 90^\circ$). Cherchons l'intensité lumineuse en un point M (fig. 28). Nous supposerons que l'amplitude de la vibration incidente est égale à l'unité.

Les rayons qui correspondent au point M ont traversé le quartz obliquement par rapport à l'axe. Pour une telle direction, les vibrations « privilégiées »

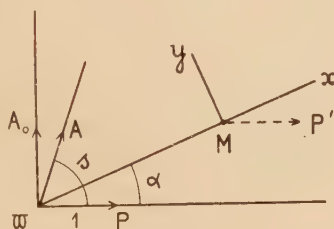


Fig. 28.

sont d'après l'hypothèse d'Airy des ellipses conjuguées d'ellipticité h . Il faut donc décomposer la vibration P' en quatre ellipses de directions d'axes $Mx My$ et deux à deux de grands axes différents et de sens contraires (les mêmes sens correspondant aux mêmes directions de grands axes). A la sortie on retranscrit les équations des ellipses en introduisant seulement une différence de phase φ entre les ellipses

gauches et les ellipses droites. On calcule l'intensité de la lumière transmise par l'analyseur et on trouve :

$$(1) \quad \mathcal{I} = \frac{4h^2}{(1+h^2)^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{(1-h^2)^2}{(1+h^2)^2} \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

(où $\alpha = \widehat{\varpi P, \varpi M}$).

Précisons que h dépend de l'inclinaison des rayons sur l'axe et passe de 1 à 0 lorsque cette inclinaison varie de 0 à 90°. D'autre part φ correspond à un retard dû à une différence de vitesses de propagation de vibrations elliptiques conjuguées, donc à une « biréfringence elliptique ». Dans le cas où les rayons se propagent suivant l'axe, cette biréfringence devient une « biréfringence circulaire » et φ se traduit par une rotation du plan de polarisation $\rho = \varphi/2$. Dans le cas où les rayons sont éloignés de l'axe, h est sensiblement nul et φ représente une différence de phase correspondant à une « biréfringence rectiligne ». La formule (1) rend compte des faits suivants :

a) Si l'on est près de l'axe (h voisin de 1) on a $\mathcal{I} = \sin^2 \frac{\varphi}{2}$.

On observe donc des cercles noirs correspondant à $\varphi = 2k\pi$, c'est-à-dire à des pouvoirs rotatoires égaux à un nombre entier de fois π (puisque $\rho = \varphi/2$). La région entre les cercles est de moins en moins éclairée, car il intervient le facteur :

$$\left(\frac{2h}{1+h^2} \right)^2.$$

b) Si l'on est loin de l'axe, h est nul (il a déjà pour valeur 0,13 seulement pour une inclinaison de 10°) et :

$$\mathcal{I} = \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}.$$

On a encore des cercles noirs correspondant à des retards de biréfringence rectiligne égaux à $\varphi = 2k\pi$. Entre les cercles la lumière est complètement éteinte suivant les directions ϖP et ϖA_0 , ce qui fait apparaître une croix noire.

c) Entre les deux cas extrêmes qui précèdent, la transition s'effectue progressivement, puisque les mêmes valeurs

de φ (égales à $2k\pi$) annulent les deux termes, mais φ se rapporte à une biréfringence elliptique.

Deuxième cas. — Les nicols sont inclinés d'une manière quelconque. — Soient P et A les directions du polariseur et de l'analyseur, s leur angle (fig. 28). Par un calcul analogue à celui de tout à l'heure, on trouve qu'en un point M du champ, tel que $\widehat{P\varpi M} = \alpha$, l'intensité lumineuse est :

$$(2) \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{J} = & \cos^2 s - \frac{4h^2}{(1+h^2)^2} \cos 2s \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{h}{1+h^2} \sin 2s \sin \varphi \\ & - \left(\frac{1-h^2}{1+h^2} \right)^2 \sin 2\alpha \sin (2\alpha - 2s) \sin^2 \frac{\varphi}{2} . \end{aligned} \right.$$

Cette formule montre que :

a) Si l'on se place au voisinage de l'axe (h voisin de 1) l'intensité $\mathfrak{J}$ est donnée par :

$$\begin{aligned} \mathfrak{J} = \cos^2 s - \cos 2s \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin 2s \sin \varphi \\ = \cos^2 \left(s - \frac{\varphi}{2} \right) = \cos^2 (s - \rho) \end{aligned}$$

(puisque $\rho = \varphi/2$). On retrouve les anneaux dus au pouvoir rotatoire. Ils sont uniformément noirs. Ils correspondent à une rotation $s + (2k + 1)\pi/2$, et l'on voit que pour une rotation dextrorsum de l'analyseur il y a expansion des anneaux si le quartz est droit. C'est la première règle de Delezenne (¹).

(¹) Il est à remarquer que les anneaux ne se résorbent pas en un cercle point. En effet le calcul qui précède n'est qu'approché. Si l'on pose $h = 1 + \varepsilon$ on trouve :

$$\begin{aligned} \mathfrak{J} = \cos^2 \left(s - \frac{\varphi}{2} \right) \\ + \varepsilon^2 \left\{ \cos 2s \sin^2 \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{4} \sin 2s \sin \varphi + \sin 2\alpha \sin (2s - 2\alpha) \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right\} . \end{aligned}$$

Quand s est quelconque, le premier terme est prépondérant et la règle de Delezenne s'applique. Mais quand $s = \frac{\pi}{2} + \frac{\varphi}{2}$, c'est-à-dire quand on cherche à avoir l'extinction au centre (donc un cercle point), le premier terme devient nul et il faut tenir compte du second qui montre que l'obscurité se continue dans les azimuts $\rho/2$ et $\rho/2 + \pi/2$. Il y a apparition de la « croix de Delezenne ».

b) Loin de l'axe, les lignes sombres ne sont plus des cercles. Par exemple pour $s = 45^\circ$ elles ont la forme de carrés aux angles arrondis (courbes quadratiques).

On peut donc, en tournant l'analyseur et en observant l'effet produit sur les anneaux, voir si l'on peut — pour l'incidence utilisée — négliger ou non le pouvoir rotatoire devant la biréfringence ⁽¹⁾.

Principe de la méthode utilisée. — Revenons au cas des anneaux en nicols croisés. Voyons maintenant comment ils sont déportés de leur position théorique lorsque, par suite d'une erreur de taille, l'axe du quartz est légèrement oblique

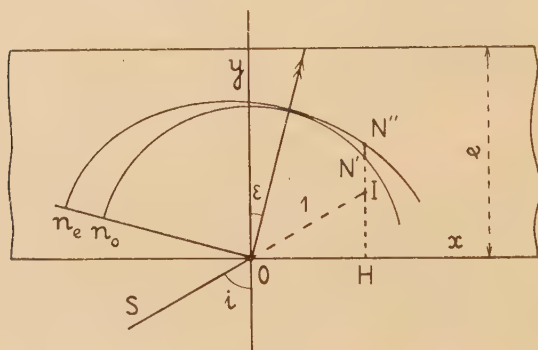


Fig. 29.

par rapport à la normale aux faces de la lame. Nous désignerons par ε son inclinaison. Négligeons le pouvoir rotatoire. On a vu au paragraphe précédent qu'il était facile de choisir des anneaux pour lesquels cette approximation soit admissible. Représentons (fig. 29) la surface des indices

⁽¹⁾ Pour les lames minces (quelques millimètres), on ne trouve déjà plus pour le premier anneau l'élargissement simple indiqué par la règle de Delezenne. Il y a déformation et apparition de courbe quadratique (le mouvement d'expansion continuant à s'observer sur les quatre taches formant l'origine de la croix).

et un rayon SO dans le plan de la normale et de l'axe, faisant un angle d'incidence i . Si nous portons à partir de O, sur le prolongement du rayon incident, une longueur OI égale à l'unité, nous savons que d'après un théorème de Raveau ⁽¹⁾ la différence de marche δ produite par la lame cristalline est égale au produit de son épaisseur e par la distance N'N'' des deux nappes de la surface des indices prise sur la normale IH à la lame menée par le point I. Ici, avec les axes indiqués sur la figure l'ellipse d'axes n_0 et n_e a pour équation :

$$\frac{[x\varepsilon + y(1 - \varepsilon^2/2)]^2}{n_0^2} + \frac{[x(1 - \varepsilon^2/2) - y\varepsilon]^2}{n_e^2} = 1.$$

Pour avoir $HN'' = y$ faisons $x = \sin i$, il vient :

$$[n_e^2 - (n_e^2 - n_0^2)\varepsilon^2]y^2 + 2\varepsilon y(n_e^2 - n_0^2)\sin i + n_0^2(\sin^2 i - n_e^2) + \varepsilon^2(n_e^2 - n_0^2)\sin^2 i = 0$$

d'où l'on tire :

$$y \approx \frac{n_0}{n_e} \sqrt{n_e^2 - \sin^2 i} - \varepsilon \cdot \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_e^2} \sin i.$$

Il suffit pour avoir HN' de faire $n_e = n_0$. Effectuant la différence $HN'' - HN'$, il vient finalement en négligeant les termes d'ordre supérieur en ε :

$$(3) \quad \frac{\delta}{e} = \left\{ \frac{n_0}{n_e} \sqrt{n_e^2 - \sin^2 i} - \sqrt{n_0^2 - \sin^2 i} \right\} - \varepsilon \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_e^2} \sin i.$$

La partie entre parenthèses représente le retard que l'on aurait si la lame était rigoureusement taillée. La formule (3) est rigoureuse quel que soit i . Même pour i relativement grand, on peut se contenter de l'approximation ⁽²⁾ :

$$\sqrt{1 - \sin^2 i/n_e^2} = 1 - \sin^2 i/2n_e^2, \\ \sqrt{1 - \sin^2 i/n_0^2} = 1 - \sin^2 i/2n_0^2.$$

⁽¹⁾ C. RAVEAU. *Bulletin de la Société de Minéralogie*, 34 (1911), 5.

⁽²⁾ Cela revient à négliger les termes tels que $\sin^4 i/n_0^4$. Or pour $i = 25^\circ$ par exemple ils n'atteignent pas $1/200$. L'approximation est moins restrictive que celle qui consisterait à se placer dans le cas où $\sin i$ et i peuvent être confondus.

Il vient alors :

$$\frac{\delta}{e} = \frac{n_e^2 - n_0^2}{2n_0 n_e^2} (\sin i - 2n_0 \varepsilon) \sin i.$$

Si l'on désigne par ξ l'angle d'incidence du rayon qui se réfracte suivant l'axe optique, comme $\xi = n_0 \varepsilon$, la formule s'écrit :

$$(4) \quad \frac{\delta}{e} = \frac{n_e^2 - n_0^2}{2n_0 n_e^2} (\sin i - 2\xi) \sin i.$$

Cette formule montre d'abord qu'à cause de l'existence de ε , les rayons d'incidence i et $-i$ ne subissent pas le même retard en traversant la lame. Si au contraire on remplace i par $-i'$ tel que $\sin i' = \sin i - 2\xi$, c'est-à-dire tel que le point H' correspondant (fig. 3o) soit symétrique du

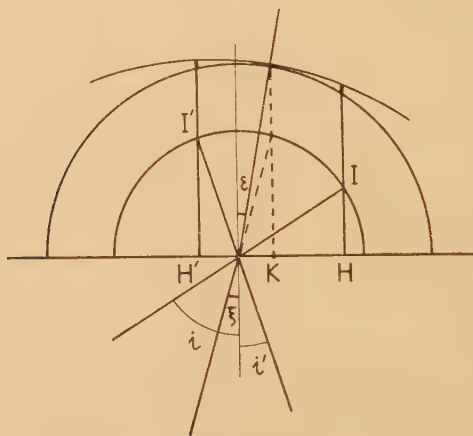


Fig. 3o.

point H par rapport au point K relatif au rayon se réfractant suivant l'axe, le retard est le même. Donc les rayons d'égal retard correspondent sur la figure à des points H et H' symétriquement placés par rapport au point K . Considérons encore l'angle ξ' défini par $\xi' = \xi / \cos i$, l'égalité :

$$\sin i' = \sin i - 2\xi$$

s'écrit :

$$\sin i' = \sin (i - 2\xi').$$

Le centre des anneaux est donc sur le rayon d'émergence ξ' .

Pour les angles i faibles, les anneaux sont centrés en quelque sorte sur le cercle point relatif à l'axe qui n'est d'ailleurs pas observable à cause du pouvoir rotatoire ; mais à mesure que i croît ils s'excentrent de plus en plus. *Le centre d'un anneau de demi-ouverture i , n'est pas sur le rayon d'inclinaison ξ (se réfractant suivant l'axe optique), mais sur le rayon d'inclinaison $\xi' = \xi/\cos i$.* Dans le cas des lames minces, ou l'on est amené à pointer des anneaux d'assez grande ouverture, il est nécessaire de tenir compte de la différence entre ξ' et ξ (pour $\varepsilon = 5'$ ou $6'$ cette différence est de l'ordre de la minute).

Détail des opérations. — On utilise l'appareil décrit plus haut. On règle les sections principales des nicols à 45° de l'horizontale de façon que l'opération ne soit pas éventuellement gênée par le phénomène de la croix noire. *On pointe toujours le même bord d'un anneau.* On ne cherche pas à mesurer l'azimut θ de la lame, mais on note seulement la variation $\Delta\theta$ qu'il faut lui faire subir pour maintenir la frange à la croisée des fils du réticule, lorsque l'on fait tourner la lame dans son plan. En opérant ainsi, les angles à mesurer sont petits, la méthode de Poggendorf est facile à utiliser. Les flexions et les « balayages » sont réduits au minimum. Le réglage initial de la lame et de son pivot n'a pas besoin d'être si précis. Je passe sur les réglages initiaux de la lame et de son support et j'en arrive tout de suite aux résultats :

La figure 31 donne à titre d'exemple la courbe obtenue pour le quatrième anneau d'une lame de quartz de 3,6 mm. d'épaisseur. En abscisse j'ai porté les rotations de la lame dans son plan et en ordonnées la position du spot (projeté par un miroir de 107 cm. de rayon). On voit que les écarts

maximum et minimum ont lieu pour des angles différents de 180° . Ils correspondent au cas où le plan projetant l'axe optique sur les faces de la lame est horizontal. On peut donc indiquer sur la lame la trace T de ce plan. On peut aussi déduire de quel côté l'axe est incliné. Enfin la valeur de ξ' se déduit de $4\xi' = \Delta l/R$ (où Δl est l'écart entre les positions extrêmes du spot et R le rayon du miroir) et celle de ε par $\varepsilon = (\xi' \cos i) / n_0$.

On trouverait ici $18'$ (car $\cos i \approx 0,92$), mais en réalité ce

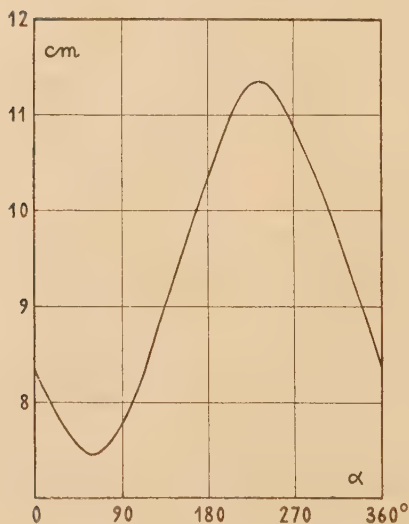


Fig. 31.

nombre est trop grand. La construction des cercles C_1 et C_2 n'étant pas suffisamment soignée, lorsque l'on tournait C_1 la normale à la lame qui aurait dû rester fixe décrivait un cône d'angle total $\sigma = 5'$ (mesure faite par autocollimation). Il faut prendre $2(\sigma + 2\xi') = \frac{\Delta l}{R}$ ce qui donne : $\varepsilon = 16'6$.

On a obtenu le même résultat pour

les anneaux du deuxième au sixième.

La retouche se fait donc en usant la lame en biseau d'un angle ε suivant la ligne de pente T, puis en usant la face inférieure de façon à ramener le parallélisme des faces.

L'erreur résiduelle qui peut subsister, provient non de l'opticien, qui peut serrer de très près le repère T et donner exactement l'angle ε , mais du fait que T n'est déterminé qu'à quelques degrés près. Cependant pour une erreur de $\pm 3^\circ$

sur la direction de T, on trouve $\Delta\varepsilon < 1'$ pour $\varepsilon = 15'$. Il n'est pas besoin de faire une nouvelle retouche.

En résumé. — Etant donnée une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, l'examen des anneaux en lumière convergente et de leur déplacement quand on tourne la lame dans son plan permet de voir avec quelle précision la taille a été effectuée et de faire la retouche à moins d'une minute près (').

(') La retouche des lames de quartz était faite sur mes indications au Laboratoire de recherches physiques par M. Guibert, ingénieur diplômé de l'Ecole Supérieure d'Optique, que je remercie vivement.

CHAPITRE VI

Mesure du pouvoir rotatoire du quartz dans l'ultra-violet de Schumann.

Limite atteinte par les mesures déjà faites dans l'ultra-violet. — Les premières mesures sur le pouvoir rotatoire du quartz dans l'ultra-violet ont été faites de 1875 à 1882 par Soret et Sarasin ⁽¹⁾. En perfectionnant leur appareil, ils ont successivement atteint vers les courtes longueurs d'onde $0\ \mu$, 352, $0\ \mu$, 318, $0\ \mu$, 236 et enfin $0\ \mu$, 214. Il est remarquable qu'ils aient pu aller si loin dans l'ultra-violet, en opérant par une méthode visuelle (observation des franges de Fizeau et Foucault à l'aide d'un oculaire fluorescent) et que leurs résultats se soient avérés par la suite d'une bonne exactitude. La progression vers les courtes longueurs d'onde a continué en 1926 avec le travail de MM. Duclaux et Jeantet ⁽²⁾. Ces physiciens ont atteint $1854\ \text{\AA}$. Signalons enfin que l'étude du quartz dans l'ultra-violet a été reprise en 1927 avec une extrême précision par Lowry et Coode-Adams ⁽³⁾, mais leurs mesures s'arrêtent vers $2300\ \text{\AA}$ ⁽⁴⁾.

⁽¹⁾ J. L. SORET et ED. SARASIN. *Comptes Rendus*, **81** (1875), 610 ; **83** (1876), 818 ; **84** (1877), 1362 ; **95** (1882), 635 et *Archives des sciences physiques et naturelles de Genève*, **54** (1875), 253 ; **8** (1882), 5, 97, 201.

⁽²⁾ J. DUCLAUX et P. JEANTET. *Journal de Physique et le Radium* [6], **7** (1926), 200.

⁽³⁾ T. M. LOWRY et W. R. C. COODE-ADAMS. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A, **226** (1927), 391.

⁽⁴⁾ En fait, ils sont allés jusqu'à $2263\ \text{\AA}$, mais ils n'ont retenu comme très précises que les mesures faites au-dessus de $2327\ \text{\AA}$.

But de mes mesures et matériel optique utilisé. — J'ai poursuivi les mesures dans la région de Schumann ⁽¹⁾. Mais je les ai reprises à partir de 3 000 Å, pour pouvoir raccorder directement mes nombres à ceux de Lowry et Coode-Adams. J'ai opéré soit avec des « canons » de quartz perpendiculaires de différentes épaisseurs, soit avec des biquartz (du genre biquartz de Soleil), soit surtout avec des compensateurs de Sénarmont ⁽²⁾. Ils provenaient d'échantillons divers, de façon à atténuer l'effet des différences accidentelles pouvant exister même pour des cristaux apparemment très purs (comme l'a montré M. Buisson ⁽³⁾).

Résultats. — Voici différentes mesures :

Mesures faites avec une lame de quartz perpendiculaire de 10,01 mm.

I = longueur d'onde dans l'air en Å ;

II = pouvoir rotatoire en degrés/mm. ($t = 20^{\circ}$).

I .	2 984,0	2 788,5	2 634,9	2 509,5	2 407,9	2 320,4	2 246,1
II .	98,9	116,9	134,8	152,8	170,8	188,8	206,8
I .	2 181,2	2 125,3	2 075,7	2 028,8	1 988,3	1 951,9	1 917,4
II .	224,7	242,7	260,7	278,7	296,7	314,6	332,6

⁽¹⁾ R. SERVANT. *Comptes Rendus*, 207 (1938), 283.

⁽²⁾ Les angles des prismes constituant ces compensateurs étaient toujours très faibles. J'ai négligé les erreurs introduites par les réfractions internes. C'est justifié par la concordance des résultats.

⁽³⁾ H. BUISSON. *Comptes Rendus*, 142 (1906), 881.

*Mesures faites avec un compensateur de Sénarmont
de 6° d'angle et 3 mm. d'épaisseur.*

I = longueur d'onde dans le vide en Å ;

II = pouvoir rotatoire en degrés/mm. ($t = 20^\circ$).

I		2 668,6	2 178,1	1 937,8	1 790,7
II		130,6	226,0	322,4	419,5
I		1 689,8	1 615,5	1 555,3	
II		517,0	614,5	712,8	



Fig. 32.

J'ai fait de nombreuses mesures avec d'autres lames ou compensateurs (exemple : compensateur de 5° d'angle et 5 mm. d'épaisseur; de 5° et 10 mm., ...). C'est avec un compensateur de 3° et 1 mm. que j'ai pu faire les mesures les plus poussées jusqu'à la longueur d'onde de 1 523,5 Å (pour laquelle j'ai trouvé $\rho = 779^{\circ}9$).

Au-dessus de 1 850 Å, mes résultats concordent très exactement avec ceux de Duclaux et Jeantet. Il est important de le souligner, étant donné, comme nous le verrons plus loin, que d'après plusieurs auteurs (Lowry, Snow, ...) ceux-ci méritaient — en raison même de leur répercussion sur les formules de dispersion habituellement admises — d'être confirmés. Au-dessous, dans la région de Schumann où aucune mesure n'avait été faite, mes mesures permettent de tracer à grande échelle la courbe de dispersion rotatoire ⁽¹⁾ qui est reproduite figure 32. Voici quelques valeurs que l'on peut y relever et qui résument mes résultats (pour $t = 20^{\circ}$) :

λ_{vide} en Å	Pouvoir rotatoire en degrés/mm.	λ_{vide} en Å	Pouvoir rotatoire en degrés/mm.
1 950	315,5	1 725	479,0
1 925	328,5	1 700	504,5
1 900	342,5	1 675	533,0
1 875	357,5	1 650	564,5
1 850	374,0	1 625	599,5
1 825	391,5	1 600	637,0
1 800	410,5	1 575	678,5
1 775	431,5	1 550	724,0
1 750	453,5	1 525	776,0

Ces mesures mettent en évidence l'accroissement considérable du pouvoir rotatoire du quartz dans l'ultra-violet de

⁽¹⁾ Cette courbe représente donc une moyenne. Les écarts sont inférieurs au 1/1 000 vers 1 900 Å; ils atteignent le 1/200 aux très courtes longueurs d'onde (pour lesquelles les pointés deviennent très difficiles).

Schumann : alors qu'il est de $21^{\circ},7$ par millimètre pour la lumière jaune du sodium, il atteint environ trente-cinq fois cette valeur à $1\,525\text{ \AA}$, ce qui équivaut à un *pouvoir rotatoire spécifique cristallin* ⁽¹⁾ de près de $30\,000^{\circ}$!

Examen de différents types de formules de dispersion. — Si l'on construit (fig. 33) la courbe de dispersion rotatoire du quartz depuis le rouge jusqu'à l'ultra-violet ⁽²⁾ en tenant

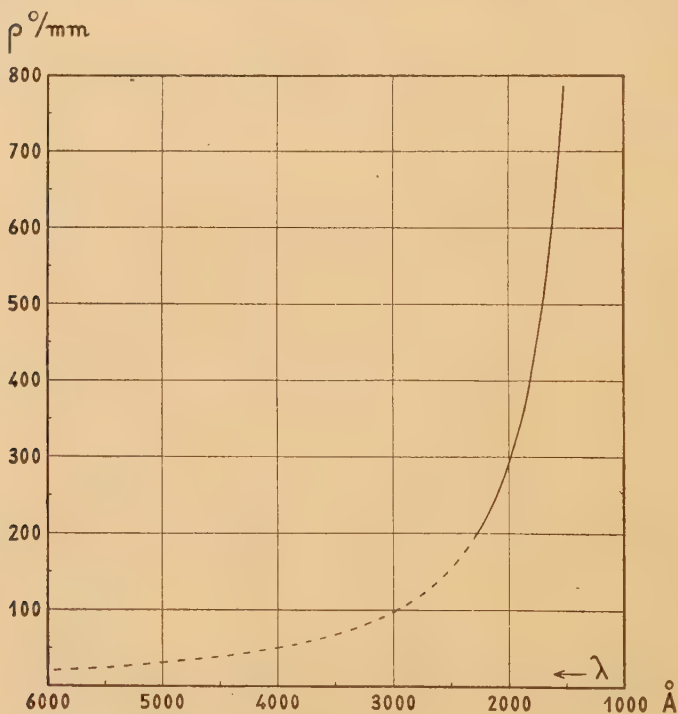


Fig. 33.

⁽¹⁾ Le pouvoir rotatoire spécifique cristallin est défini par $[\rho] = 100 \cdot \rho/d$ où ρ est la rotation par millimètre et d la densité du cristal (ici $d = 2,646$).

⁽²⁾ Les principaux résultats des mesures récentes allant de l'infra-rouge à l'ultra-violet se trouvent par exemple dans *Optical rotatory power* de LOWRY, 257.

compte de mes résultats dans la région de Schumann, on constate que la portion de courbe correspondant à l'ultra-violet lointain ($2\,500\text{ \AA} - 1\,500\text{ \AA}$) a un rôle aussi déterminant sur la forme générale que toute l'autre portion, relative pourtant à un domaine spectral bien plus étendu. Il est donc particulièrement utile de voir comment les formules de dispersion les plus récentes (proposées avant ce travail) continuent à traduire les faits expérimentaux si l'on tient compte de mes résultats, et quelles conséquences on peut en déduire.

Afin de montrer quel intérêt peut présenter cette confrontation, je vais tout d'abord rappeler brièvement les divers ajustements successifs que l'on a dû faire subir aux formules pour leur faire traduire les résultats relatifs à un domaine spectral devenant de plus en plus étendu.

C'est Biot qui, après avoir interprété en 1812 la découverte faite par Arago (1811) de la dispersion rotatoire du quartz, en a donné la première loi en 1818 ⁽¹⁾ : il a trouvé que le pouvoir rotatoire variait en raison inverse du carré de la longueur d'onde, ce qui se traduit par :

$$\rho(\lambda) = \frac{A}{\lambda^2} \quad (\text{où } A \text{ est une constante}).$$

Mais, peu de temps après, les expériences de Broch (1846) et de Arndsten (1858) montraient que le produit $\rho \cdot \lambda^2$ n'est pas constant et croît lorsque λ diminue. Une révision de la formule de Biot s'imposait. Von Lang proposa en 1863 une formule analogue à celle trouvée par Cauchy pour l'indice de réfraction :

$$\rho(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

(où A et B sont des constantes). Stéfan en fit usage.

En 1874, Boltzmann s'appuyant sur des considérations théoriques et sur la remarque que le pouvoir rotatoire devait

(1) BIOT. *Mémoires de l'Académie des Sciences*, 2 (1817), 41.

être nul pour une longueur d'onde infinie, aboutissait à une formule du type :

$$\rho(\lambda) = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4} + \frac{C}{\lambda^6} + \dots$$

(où A, B, C, ... sont des constantes). Il en faisait l'application au quartz, pour lequel il proposait une formule à deux termes. Sa formule a été reprise par Soret et Sarasin. Mais ceux-ci n'ont pas fait moins que de changer 4 fois les différentes valeurs des constantes ! Gumlich, pour traduire ses résultats (dans le spectre visible) ainsi que ceux de Soret et Sarasin dans l'ultra-violet a proposé à son tour en 1898 une formule du type de Boltzmann à 5 termes ! Je la mentionne plus particulièrement puisque nous verrons que Duclaux et Jeantet s'y sont reportés récemment. Enfin Drude, en 1900, en développant sa théorie maintenant classique sur le pouvoir rotatoire ⁽¹⁾ est arrivé à l'équation de dispersion :

$$\rho(\lambda) = \sum \frac{k_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2} \quad (\text{où } k_m \text{ et } \lambda_m \text{ sont des constantes}).$$

Il en a établi la validité en montrant que les résultats sur le quartz précédemment traduits par la formule de Gumlich, pouvaient être plus correctement représentés par l'équation :

$$(I) \quad \rho(\lambda) = \frac{12,200}{\lambda^2 - 0,010627} - \frac{5,046}{\lambda^2}$$

(valable de $21400 \text{ \AA}$ à $2194 \text{ \AA}$). Il a justifié le choix de la fréquence caractéristique $\lambda_1 = \sqrt{0,010627}$ par des considérations sur lesquelles nous reviendrons. Cependant Lowry en 1912 fut amené à apporter une modification à cette formule et à la remplacer par une formule à 3 termes. Puis, en 1927, Lowry et Coode-Adams montrèrent la nécessité d'une nouvelle révision et proposèrent la formule :

$$(II) \quad \rho(\lambda) = \frac{9,5639}{\lambda^2 - 0,0127493} - \frac{2,3113}{\lambda^2 - 0,000974} - 0,1905$$

⁽¹⁾ P. DRUDE. *Précis d'Optique* (Leipzig, 1900). Traduction française, Paris (1911), 196.

(valable entre $25\,000\text{ \AA}$ et $2\,200\text{ \AA}$, avec un écart moyen ne dépassant pas $0^{\circ},002$ par millimètre pour le visible et l'ultra-violet). Mais Bradshaw et Livens (¹), en 1929, remarquèrent que cette formule ne rendait pas compte à la précision voulue, des résultats de Duclaux et Jeantet dans l'ultra-violet lointain. Aussi proposèrent-ils une formule d'un type différent, basée sur des considérations théoriques personnelles (d'ailleurs reprises par Born) :

$$(III) \quad \left\{ \begin{aligned} \varphi(\lambda) = & \frac{845,694}{\lambda^2 - 0,01274912} - \frac{0,40235}{(\lambda^2 - 0,01274912)^2} - \frac{838,4320}{\lambda^2 - 0,01208000} \\ & - \frac{0,1331233}{(\lambda^2 - 0,01208000)^2} + \frac{43,05794}{\lambda^2 - 80} + \frac{2119,117}{(\lambda^2 - 80)^2} . \end{aligned} \right.$$

Il résulte de ce qui précède, que si la recherche des formules de dispersion a été plus ou moins guidée par des considérations théoriques, elle n'en est pas moins restée en grande partie empirique. La confrontation des résultats expérimentaux avec les formules n'aurait qu'un intérêt restreint si dernièrement on n'en avait pas tiré argument pour donner la préférence à telle ou telle théorie : ainsi Bradshaw et Livens ont pensé démontrer l'exactitude de leurs vues en établissant la supériorité de leur formule. Cependant Lowry et Snow, en étendant encore les mesures vers l'infra-rouge, montraient que la formule de Lowry et Coode-Adams continuait à être satisfaisante. Ils indiquaient qu'avant de se prononcer pour sa révision il fallait attendre que les mesures de Duclaux et Jeantet soient confirmées. En 1935, Lowry a de nouveau émis la même opinion. Il écrit dans son livre de polarimétrie : « ... ces nombres demanderont quelques modifications quand des mesures auront été faites pour confirmer les valeurs données par Duclaux et Jeantet dans la difficile région comprise entre $2\,250\text{ \AA}$ et $1\,850\text{ \AA}$... Au delà, toutes mesures ultérieures sont impossibles, en raison de

(¹) T. BRADSHAW et G. H. LIVENS. *Proceedings of the Royal Society of London, A*, **122** (1929), 245.

l'opacité des cristaux pour les radiations de plus courtes longueurs d'onde » ⁽¹⁾. J'ai pu cependant pousser les mesures au delà ; l'examen de la question peut donc être repris.

Tout d'abord, comme MM. Duclaux et Jeantet ont proposé en raison de sa simplicité la formule :

$$\rho(\lambda) = \frac{7.284}{\lambda^2 - 0,015114}$$

pour traduire leurs résultats, je tiens à montrer que l'équation (I) proposée initialement par Drude, et qui n'est guère plus compliquée, en rendrait déjà mieux compte. Cela ressort du tableau suivant :

λ en Å	ρ (observé par D. et J.)	ρ calculé par la formule de Gumlich	ρ calculé par la formule de D. et J.	ρ calculé par la formule de Drude
I 989,79	295,65	292,48	297,57	293,73
I 935,18	322,76	317,15	326,12	320,18
I 862,09	365,6	354,24	372,40	361,81
I 853,98	370,9	358,64	378,22	366,98

Cependant on peut voir que les écarts restent très notables. Il n'en est pas de même avec les formules (II) et (III) de Lowry et Coode-Adams ou de Bradshaw et Livens. Voici quelques nombres empruntés au mémoire de ces derniers :

λ_{air} en Å	ρ observé (par D. et J.)	ρ calculé par la formule	
		de L. et C.-A.	de B. et L.
I 989,79	295,65	296,24	295,75
I 935,18	322,76	323,64	322,74
I 862,09	365,6	367,45	365,7
I 853,98	370,9	372,91	371,08

⁽¹⁾ *Optical Rotatory Power*, par T. MARTIN LOWRY, London (1935), 258.

Il reste à voir comment les formules (II) et (III) contiennent à rendre compte des faits, quand on tient compte de mes résultats. Dans le tableau suivant, j'ai calculé pour toute une série de longueurs d'onde variant de 50 en 50 Å les valeurs que devrait avoir le pouvoir rotatoire d'après ces deux formules :

λ en Å	ρ calculé par la formule de Lowry et Coode-Adams	ρ calculé par la formule de Bradshaw et Livens
2 000	291,55	291,0
1 950	315,81	315,04
1 900	343,59	342,38
1 850	375,64	373,74
1 800	412,96	409,97
1 750	456,88	452,14
1 700	509,21	501,57
1 650	572,45	559,94
1 600	650,19	629,22
1 550	747,73	711,53
1 500	873,28	808,29

Il suffit pour faire la comparaison de se reporter au tableau indiquant mes résultats. En réalité *il y a là une difficulté* dont il faut faire abstraction, car dans les formules (II) et (III) les longueurs d'onde sont exprimées par rapport à l'air alors que dans mes résultats elles le sont par rapport au vide. Or il ne peut être question de faire leur conversion par rapport à l'air, et d'autre part, pour que les formules (II) et (III) s'appliquent à des longueurs d'onde par rapport au vide, il faudrait en toute rigueur modifier légèrement leurs constantes numériques, car la différence $\lambda_{\text{vide}} - \lambda_{\text{air}}$ est loin d'être toujours négligeable (1).

(1) Voici quelques nombres extraits du tableau de Tyman et Smith :

λ_{air} :

1 800 1 900 2 000 2 100 2 200 2 300 3 200 Å

$\lambda_{\text{vide}} - \lambda_{\text{air}}$:

0,6200 0,6345 0,6512 0,6695 0,6891 0,7097 0,9217 Å

La différence $\lambda_n - \lambda_a$ augmente encore vers le rouge : elle dépasse

2 Å pour 0,75 μ , etc.

Cette réserve étant faite, la confrontation des résultats montre qu'au degré de précision exigé, *les formules (II) et (III) sont à réviser* (les écarts dépassent respectivement 24° et 13° à $1550 \text{ \AA}$). La formule (II) donne des valeurs approchées par excès et la formule (III) par défaut. La formule (III) se rapproche davantage de mes résultats expérimentaux, mais les conclusions théoriques que l'on pouvait en tirer cessent de s'imposer nettement.

Quant à une nouvelle formule, obtenue à partir des précédentes par modification des coefficients numériques, elle ne saurait avoir une grande signification. Tout progrès important ne pourra être fait dans cette voie que lorsque l'on sera fixé exactement sur la position des bandes d'absorption du quartz dans l'ultra-violet extrême, et encore les théories modernes apprennent-elles qu'il faut distinguer entre longueurs d'onde moyennes d'absorption et longueurs d'onde moyennes λ_m intervenant sur le pouvoir rotatoire. Nous y reviendrons plus loin. Il est probable aussi que pour la région de Schumann l'introduction de valeurs moyennes λ_m ne suffirait plus et qu'il faudrait remplacer certains termes, par exemple le premier de l'équation de Lowry et Coode-Adams par une somme de plusieurs termes relatifs à différentes catégories d'électrons de périodes voisines. *Il faudrait aussi, à mon avis, n'utiliser que des formules de dispersion exprimées en longueurs d'onde par rapport au vide, comme ce serait d'ailleurs logique au point de vue théorique.*

CHAPITRE VII

Mesure de la biréfringence du quartz dans l'ultra-violet de Schumann.

Limite atteinte par les mesures déjà faites dans l'ultra-violet. — Le premier travail sur la biréfringence du quartz dans l'ultra-violet a été fait par Sarasin ⁽¹⁾ en 1877. Il a déterminé par la méthode du goniomètre les indices ordinaire et extraordinaire du quartz jusqu'à la longueur d'onde de 1 854 Å. Il est remarquable qu'il ait pu aller si loin dans l'ultra-violet en faisant ses observations à l'œil, à l'aide d'un oculaire fluorescent. Macé de Lépinay ⁽²⁾ en 1892 a repris les mesures avec beaucoup de précision, mais jusqu'à 3 100 Å seulement. Il a utilisé une méthode polarimétrique (spectres cannelés) et a opéré par photographie. Enfin de nouvelles déterminations directes de n_o et n_e ont été faites par Martens ⁽³⁾ en 1901 et Gifford ⁽⁴⁾ en 1902. Mais ils se sont encore arrêtés à 1 850 Å environ.

But de mes mesures et matériel optique utilisé. — J'ai repris les mesures à partir de 2 500 Å. J'ai pu ainsi contrôler au passage les valeurs de la biréfringence déduites des anciennes déterminations de Martens et Gifford ⁽⁵⁾ qui

⁽¹⁾ ED. SARASIN. *Comptes Rendus*, 85 (1877), 1230 et *Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, 61 (1878), 109.

⁽²⁾ MACÉ DE LÉPINAY. *Journal de Physique* [3] (1892), 31.

⁽³⁾ F. F. MARTENS. *Annalen der Physik*, 6 (1901), 603.

⁽⁴⁾ J. W. GIFFORD. *Proceedings of the Royal Society of London*, A [6], 70 (1902), 329.

⁽⁵⁾ Un travail de révision analogue a été fait dans le visible par Harris en 1929 (par voie polarimétrique).

d'après Coode-Adams ⁽¹⁾ étaient sujettes à caution à partir de 2 150 Å. J'ai ensuite étendu les mesures à la région de Schumann ⁽²⁾. J'ai opéré soit avec des lames à faces parallèles (ex. : $e = 0,86$ mm.) soit surtout avec des lames taillées en biseau (ex. : $e_{\text{moy}} = 0,3$ mm., $\alpha = 1/2^\circ$). Elles provenaient de cristaux de quartz différents, de façon à atténuer les différences accidentelles qui peuvent se rencontrer même dans des échantillons apparemment très purs (comme l'a montré M. Buisson ⁽³⁾ ⁽⁴⁾).

Résultats. — Voici différentes mesures :

Mesures faites avec une lame de quartz parallèle à l'axe de 0,858 mm. d'épaisseur.

I = longueur d'onde dans l'air en Å ;

II = $(n_e - n_o) \cdot 10^3$ (à $t = 18^\circ$).

I.	2 918,7	2 850,8	2 789,1	2 727,6	2 673,0	2 620,6	2 572,9
II.	10,38	10,47	10,56	10,65	10,75	10,84	10,94
I.	2 525,6	2 482,9	2 441,2	2 403,0	2 366,6	2 332,2	2 299 0
II.	11,04	11,14	11,24	11,34	11,45	11,55	11,66
I.	2 267,0	2 238,8	2 219,5	2 183,6	2 157,4	2 134,8	2 110,5
II.	11,76	11,87	12,03	12,09	12,19	12,31	12,42
I.	2 087,4	2 066,6	2 045,5	2 026,0	2 006,4	1 988,4	1 971,2
II.	12,53	12,65	12,75	12,87	12,98	13,09	13,21
I.	1 955,8	1 939,7	1 924,6	1 908,6	1 894,8	1 881,9	
II.	13,34	13,45	13,57	13,68	13,80	13,93	

⁽¹⁾ W. R. C. COODE-ADAMS. *Proceedings of the Royal Society of London*, A, **117** (1927), 209 et A, **121** (1928), 476.

⁽²⁾ R. SERVANT. *Comptes Rendus*, **205** (1937), 230.

⁽³⁾ H. BUISSON. *Comptes Rendus*, **142** (1906), 881.

⁽⁴⁾ Pour le moment je n'ai pas utilisé de « quartz enfumés ». Il serait très intéressant d'en étudier avant et après les avoir purifiés par l'ingénieux procédé mis au point par M. E. Darmais et ses élèves (E. DARMOIS et R. RADMANÈCHE. *Bulletin de la Société Française de Physique* (1936), 16 S. ; E. DARMOIS et G. RAHIMI. *Bulletin de la Société Française de Physique* (1936), 101 S.).

Mesures faites avec une lame prismatique de 20' d'angle
et de 0,2 mm. d'épaisseur moyenne.

I = longueur d'onde dans le vide en $\text{\AA}$;

II = $(n_e - n_o) \cdot 10^3$ ($t = 18^\circ$).

I	2 347,3	2 209,7	2 098,7	2 007,8	1 932,5	1 869,5
II	11,51	11,97	12,45	12,95	13,46	13,99
I	1 814,9	1 768,0	1 728,4	1 692,7	1 661,9	1 634,1
II	14,52	15,05	15,61	16,16	16,72	17,29
I	1 609,1	1 586,2	1 566,3	1 547,8	1 530,8	1 515,2
II	17,85	18,42	18,99	19,57	20,14	20,72
I	1 501,6	1 488,3	1 476,2	1 465,4	1 454,6	
II	21,31	21,89	22,47	23,06	23,64	

J'ai encore fait de nombreuses autres mesures dans des conditions variées. Au-dessus de $1\,850\text{ \AA}$, mes résultats concordent très exactement avec les valeurs que l'on peut tirer des anciennes déterminations de Gifford par exemple. Or, il n'est pas douteux, comme l'a signalé Coode Adams (1927), qu'au-dessous de $2\,150\text{ \AA}$, les mesures de Gifford sont affectées d'erreurs dues à l'imprécision sur les longueurs d'onde. Cela prouve que si les valeurs de n_e et n_o en sont affectées, leur différence ne l'est pas. Au-dessous de $1\,850\text{ \AA}$, dans la région de Schumann où aucune mesure n'avait été faite, mes résultats permettent de tracer sur un graphique à grande échelle la courbe de dispersion de biréfringence ⁽¹⁾ qui est reproduite figure 34.

Voici quelques valeurs que l'on peut y relever et qui résument mes mesures ($t = 18^\circ$) :

(1) Cette courbe représente une moyenne. Les écarts restent compris entre le $1/1\,000$ et le $1/500$ (aux courtes longueurs d'onde).

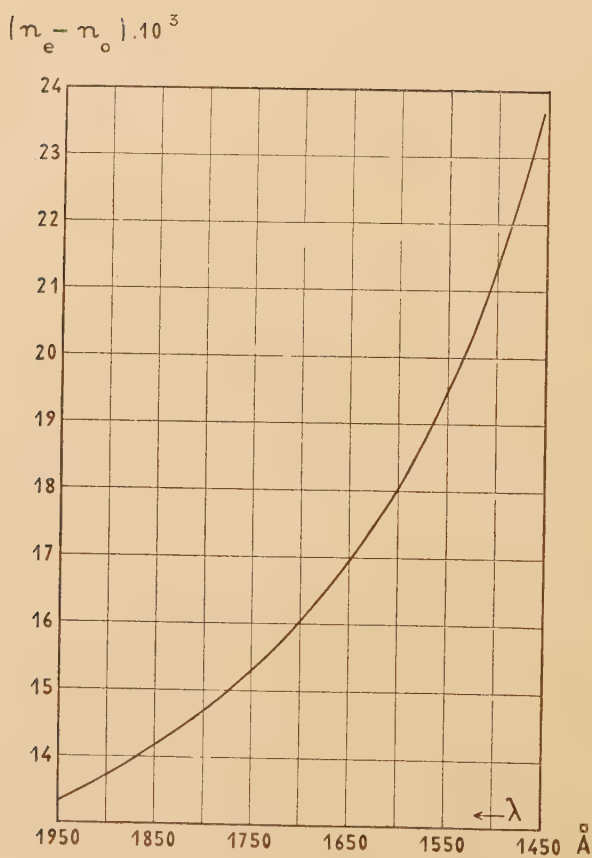


Fig. 34.

$\lambda_{\text{vide}} \text{ en } \text{\AA}$	$(n_e - n_o) \cdot 10^3$	$\lambda_{\text{vide}} \text{ en } \text{\AA}$	$(n_e - n_o) \cdot 10^3$
1 950	13,33	1 675	16,47
1 925	13,51	1 650	16,95
1 900	13,72	1 625	17,48
1 875	13,94	1 600	18,04
1 850	14,18	1 575	18,72
1 825	14,42	1 550	19,50
1 800	14,68	1 525	20,34
1 775	14,97	1 500	21,37
1 750	15,30	1 475	22,51
1 725	15,66	1 455	23,60
1 700	16,04		

Ces mesures montrent combien la biréfringence du quartz augmente dans l'ultra-violet de Schumann. La figure 35, où

$$(n_e - n_o) \cdot 10^3$$



Fig. 35.

j'ai reporté en plus de mes résultats ceux relatifs à l'ultra-violet proche et au visible, est tout à fait significative à cet égard.

Examen des différents types de formules de dispersion. — La figure 35 montre également que la portion de courbe relative à l'ultra-violet lointain conditionne autant la forme générale de celle-ci que toute l'autre partie, relative pourtant à un domaine spectral bien plus étendu. Il est donc particulièrement intéressant de voir dans quelle mesure les formules de dispersion les plus récentes, proposées avant ce travail, continuent à traduire les faits expérimentaux si l'on tient compte de mes résultats, et quelles déductions on peut en tirer.

Avant de procéder à cet examen, je vais rappeler brièvement par quelles étapes successives on a abouti aux formules de dispersion actuelles. Les premières formules utilisées ont été des développements en série analogues à ceux intervenant dans les équations de Cauchy ou de Briot. Ainsi, Macé de Lépinay a proposé une formule du type :

$$n_e - n_0 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} - D\lambda^2$$

pour traduire ses résultats. On a cherché ensuite à exprimer séparément les indices ordinaire et extraordinaire en fonction de la longueur d'onde. On a utilisé pour cela des équations du type de Sellmeier (ex. Martens, 1901). Récemment, en 1927-1928, Coode-Adams a proposé pour traduire la double réfraction du quartz entre 8 000 Å et 2 150 Å les formules suivantes :

$$(I) \quad \left\{ \begin{array}{l} n_0^2 = 3,53445 + \frac{0,00806700}{\lambda^2 - 0,0127493} \\ \quad + \frac{0,00268200}{\lambda^2 - 0,000974} + \frac{127,2}{\lambda^2 - 108} \\ n_e^2 = 3,5612557 + \frac{0,00844614}{\lambda^2 - 0,0127493} \\ \quad + \frac{0,00276113}{\lambda^2 - 0,000974} + \frac{127,2}{\lambda^2 - 108} . \end{array} \right.$$

Nous reviendrons sur les considérations qui l'ont guidé dans le choix des fréquences d'absorption propres qui interviennent dans ses formules. Remarquons seulement qu'elles sont les mêmes pour les deux indices.

Au contraire, dans un travail encore plus récent (1936), Engl ⁽¹⁾ a fait dépendre les deux indices de longueurs d'onde d'absorption distinctes. De plus, au lieu de partir des équations de Sellmeier qui ne tiennent pas compte du champ moléculaire, il est parti des formules corrigées qui font intervenir les réfractivités. Ses formules s'écrivent :

$$(II) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} = \frac{5,234 \times 10^{30}}{17,500 \times 10^{30} - c^2/\lambda^2} + \frac{0,0600 \times 10^{30}}{5,031 \times 10^{30} - c^2/\lambda^2} \\ \frac{n_e^2 - 1}{n_e^2 + 2} = \frac{5,234 \times 10^{30}}{17,259 \times 10^{30} - c^2/\lambda^2} + \frac{0,0600 \times 10^{30}}{5,002 \times 10^{30} - c^2/\lambda^2} \end{array} \right.$$

(c = vitesse de la lumière).

Nous examinerons aussi plus loin les valeurs des fréquences d'absorption qui y interviennent.

Voyons maintenant comment les diverses formules continuent à traduire les faits, quand on tient compte de mes résultats expérimentaux. Je n'insisterai pas sur la formule de Macé de Lépinay qui fournit des valeurs nettement trop faibles pour l'ultra-violet lointain. Regardons au contraire en détail ce que donnent les formules (I) et (II).

a) *Formules (I).* — Voici un tableau comparatif des valeurs observées et des valeurs calculées par les formules de Coode-Adams :

Longueur d'onde en Å	$(n_e - n_o) \cdot 10^3$ observé	$(n_e - n_o) \cdot 10^3$ calculé
2 210	11,97	11,96
2 099	12,45	12,41
1 932	13,46	13,32
1 515	20,72	18,59
1 454	23,64	20,32

(¹) J. ENGL. *Annalen der Physik* [5], 25 (1936), 600.

b) *Formules II*. — Voici de même un tableau comparatif des valeurs expérimentales et des valeurs calculées par les formules de Engl :

Longueur d'onde en Å	$(n_e - n_o) \cdot 10^3$ observé	$(n_e - n_o) \cdot 10^3$ calculé
1 000	13,72	13,50
1 800	14,68	14,64
1 700	16,04	16,00
1 600	18,04	18,94
1 500	21,37	23,00

Comme dans le cas du pouvoir rotatoire, il faut faire abstraction dans ces comparaisons d'une petite difficulté provenant du fait qu'en toute rigueur les formules (I) et (II) ne sont applicables que pour des longueurs d'onde exprimées par rapport à l'air. Cette réserve étant faite, on voit que la formule (I) donne des résultats approchés par défaut et la formule (II) des résultats d'abord approchés par défaut (jusqu'à 1 700 Å environ), puis par excès (au-dessous de cette longueur d'onde). Ces formules, qui traduisent avec tant d'exactitude les valeurs de la birefringence jusque vers 2 000 Å, ne fournissent plus dans l'ultra-violet extrême qu'un ordre de grandeur (les écarts dépassent 10 0/0 vers 1 500 Å). *Elles n'ont donc pas une valeur générale et sont à revoir.*

Il serait cependant prématuré, tant que les connaissances exactes sur l'absorption du quartz dans l'ultra-violet extrême n'auront pas progressé, de chercher par des modifications de coefficients à faire entrer ces résultats dans une nouvelle formule qui de ce fait ne saurait être qu'empirique. En tout cas, il apparaît qu'il y aura avantage à l'avenir à exprimer dans les formules de dispersion les longueurs d'onde par rapport au vide.

CHAPITRE VIII

Remarques complémentaires à propos des résultats précédents.

Les résultats précédents suggèrent quelques remarques complémentaires : ils posent aussi un certain nombre de problèmes auxquels il serait prématuré de répondre, mais qui valent d'être signalés.

Formules de dispersion et « longueurs d'onde propres » d'absorption. — Toutes les formules de dispersion que j'ai examinées aux chapitres précédents, font intervenir des longueurs d'onde d'absorption sélective du quartz. Or on peut remarquer que celles qui correspondent à l'ultra-violet extrême diffèrent non seulement suivant qu'il s'agit de pouvoir rotatoire ou de biréfringence, mais encore dans chacun des deux cas suivant la formule. En voici d'ailleurs la liste :

1 038 Å		(Drude)
1 129 Å	312 Å	(Lowry et Coode-Adams)
1 129 Å	1 099 Å	(Bradshaw et Livens)
1 349 Å	722 Å	(Engl.)
1 336 Å	717 Å	

Avant de procéder à la révision des formules, rendue nécessaire par les résultats obtenus dans la région de Schumann, il serait donc particulièrement utile de poursuivre l'étude de l'absorption du quartz vers les très courtes longueurs d'onde (au delà de la limite de 1 450 Å atteinte par

Powell). Malheureusement, ce travail sera très difficile, car il faudra sans doute opérer sous des épaisseurs extrêmement réduites pour faire surgir de l'absorption générale les bandes dont il est question ici.

Ces bandes étant déterminées, il restera à choisir dans chacune, *d'après les données polarimétriques seules*, les longueurs d'onde d'absorption caractéristiques qui conviennent le mieux aux formules. Elles peuvent différer de celles des centres des bandes ⁽¹⁾. De même, d'après les théories modernes, il n'est pas nécessaire contrairement à l'idée encore admise par Lowry et Coode-Adams dans l'établissement de leurs formules, que les fréquences d'absorption soient exactement les mêmes pour les indices et le pouvoir rotatoire ⁽²⁾. Il est probable enfin que l'action de chaque bande ne pourra être représentée correctement, qu'en faisant intervenir la somme de plusieurs termes correspondant à des fréquences propres voisines ⁽³⁾.

Pouvoir rotatoire et dichroïsme circulaire ? — Mes mesures s'arrêtent à 1 450 Å. Quand on aura réussi à opérer sous des épaisseurs suffisamment faibles pour « isoler » en particulier la première bande d'absorption du quartz dans l'ultra-violet extrême, il sera très intéressant de les poursuivre de l'autre

⁽¹⁾ On connaît de nombreux corps actifs pour lesquels le maximum de dichroïsme, qui est vraiment spécifique de l'activité optique, est décalé par rapport au maximum d'absorption. C'est en relation avec le fait expliqué par la théorie de W. Kuhn (*Z. ph. C.*, 4 (1929), 14) qu'à des bandes fortes peuvent correspondre des pouvoirs rotatoires faibles et réciproquement.

⁽²⁾ Voir par exemple : CONDON. *Review of Modern Physics*, 9 (1937), 432. On montre que si les fréquences d'absorption « individuelles » sont les mêmes, celles qui interviennent dans les formules et qui correspondent déjà à des sommations peuvent être très différentes. Il faut remarquer, par contre, que l'indice intervient dans l'expression du pouvoir rotatoire par le facteur $(n^2 + 2)/3$.

⁽³⁾ D'après les modes de calcul de Lowry et Hudson, Kuhn et Braun, Bruhat, etc...

côté de cette bande. D'après Born, en effet ⁽¹⁾, il se pourrait que contrairement à ce qui se passe pour le pouvoir rotatoire moléculaire, les rotations soient de même sens des deux côtés de la bande. Par contre, on peut aussi se demander ⁽²⁾ s'il n'y aura pas inversion de signe, comme Longchambon l'a constaté pour certains cristaux biaxes.

La question de l'existence d'un dichroïsme circulaire se pose aussi ⁽³⁾. Je me propose de faire des recherches à ce sujet. J'ai fait construire un compensateur constitué de la façon suivante : une lame mince (0,2 mm.) de quartz parallèle à l'axe a été coupée en deux. On a juxtaposé les deux moitiés de façon que les axes lents soient croisés et à 45° de la ligne de séparation. On a usé le tout en biseau ($\alpha = 1/2^\circ$) perpendiculairement à cette ligne. Avec ce compensateur on pourra transposer à l'ultra-violet lointain et à la méthode des franges obliques, la méthode du bilame de Bravais introduite par M. Cotton pour l'étude du dichroïsme. Il faudra étudier des lames de quartz perpendiculaires extrêmement minces et il est encore à craindre que l'ensemble lame-compensateur ait déjà une épaisseur trop forte pour permettre les mesures suffisamment près des bandes d'absorption, dans les régions où justement il y a des chances de mettre en évidence le dichroïsme.

Biréfringence et dichroïsme rectiligne ? — On a vu que les formules de Engl que j'ai examinées supposent que les longueurs d'onde propres d'absorption ne sont pas les mêmes pour l'indice ordinaire et l'indice extraordinaire. Martens avait d'ailleurs autrefois émis la même hypothèse. L'existence

(1) Voir *Polarimétrie* de BRUHAT, 317.

(2) La question a été posée récemment par M. Cotton (*La polarimétrie en lumière ultra-violette*, Paris (1934), 6).

(3) Pour le quartz *pur* bien entendu, car on sait que les impuretés pourraient suffire à faire apparaître dans certains cas du dichroïsme.

de la biréfringence serait donc liée à un dichroïsme rectiligne dû au décalage des bandes d'absorption ⁽¹⁾. Il y aurait là une confirmation intéressante des idées de Langevin sur la biréfringence des uniaxes ⁽²⁾. Il est d'ailleurs à remarquer que sa théorie contient comme cas particulier la formule de Havelock dont l'intérêt à propos du quartz a été récemment souligné par son auteur ⁽³⁾. Malheureusement, les formules de Engl ne traduisent pas mieux les résultats que celles de Coode-Adams qui admettent l'identité des spectres ordinaire et extraordinaire. La question ne sera complètement résolue que lorsque l'on aura fait l'étude de l'absorption du quartz en lumière polarisée rectilignement. Encore est-il à prévoir que les « décalages », s'ils existent, seront difficiles à mettre en évidence étant donné leur petitesse par rapport à la largeur des bandes.

(1) Pour le pouvoir rotatoire, au contraire, on admet généralement (BRUHAT, *Polarimétrie*, 249) qu'il est lié à l'existence d'absorptions inégales mais se produisant au même endroit du spectre.

(2) Cf. P. LANGEVIN, *Le Radium*, 7 (1910), 249.

Il substitue à l'idée d'anisotropie du réseau (Havelock) la conception de « molécules » dissymétriques, orientées parallèlement à l'axe du cristal.

Dans le même ordre d'idées, il me semble que l'on pourrait dans une certaine mesure rapporter le pouvoir rotatoire du quartz à l'effet des groupes de trois molécules SiO_2 constituant la « période cristalline » du cristal (voir leur disposition par exemple dans : *La structure des cristaux*, par CH. MAUGUIN, Paris (1924), 237). Il ne s'agit certes pas d'atténuer les différences profondes entre pouvoirs rotatoires cristallin et moléculaire (puisque les groupes 3SiO_2 n'ont pas d'individualité physique et que l'action de la température sur le quartz par exemple est bien différente de celle sur les alignements de molécules des corps nématiques, etc...), mais il faut bien remarquer que cela permettrait d'envisager un mode général de calcul.

S'il y avait un *effet Cotton* pour le quartz, on pourrait également l'attribuer semble-t-il à un « effet » de ces ensembles de trois molécules SiO_2 .

(3) T. H. HAVELOCK, *Proceedings of the Royal Society of London*, A, 74 (1929), 46.

CONCLUSION

J'ai effectué dans ce travail les premières recherches polarimétriques dans l'ultra-violet de Schumann.

J'ai tout d'abord établi dans ce but un spectropolarimètre nouveau, car les appareils déjà existants ne pouvaient convenir. Cet appareil est caractérisé par le fait qu'il est à miroirs et réseau concaves et qu'il est placé dans une enceinte où l'on peut faire le vide. J'en ai donné la description détaillée et j'en ai précisé le mode de réglage. J'ai fait en particulier la discussion des différents spectres à franges obliques qu'il peut fournir.

J'ai également décrit le nouveau modèle de lampe à électrodes de tungstène que j'ai réalisé et dont l'emploi m'a été particulièrement utile dans ces expériences.

J'ai ensuite effectué différentes mesures de biréfringence cristalline (barytine, gypse, quartz) et de pouvoir rotatoire (quartz).

J'ai été amené à décrire à ce propos la méthode que j'ai imaginée pour l'examen et la retouche de la taille des lames de quartz.

Les résultats obtenus sont particulièrement intéressants. Ils montrent que les différentes formules de dispersion habituellement admises sont à réviser. D'autre part, dans la région de Schumann où les bandes d'absorption jouent un rôle fondamental, biréfringence et pouvoir rotatoire présentent des accroissements considérables : ainsi le pouvoir rotatoire du quartz dépasse 750° au millimètre ! Les résultats

obtenus précisent donc d'une façon très utile les mesures déjà faites dans l'ultra-violet plus proche.

Le spectropolarimètre que j'ai réalisé pourra servir à d'autres mesures. J'en ai suggéré quelques-unes. Je compte en entreprendre aussi sur le pouvoir rotatoire magnétique, car la disposition de l'appareil le permet.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	1

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE I. — Méthode expérimentale	8
CHAPITRE II. — Description détaillée de l'appareil polari- métrique	22
CHAPITRE III. — Ensemble du dispositif expérimental. Réglages	29
CHAPITRE IV. — Exemples de mesures. Biréfringences du gypse et de la barytine dans l'ultra-violet lointain et la région de Schumann.	38

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE V. — Examen et retouche des lames de quartz tail- lées perpendiculairement à l'axe optique	51
CHAPITRE VI. — Mesure du pouvoir rotatoire du quartz dans l'ultra-violet de Schumann.	64
CHAPITRE VII. — Mesure de la biréfringence du quartz dans l'ultra-violet de Schumann.	75
CHAPITRE VIII. — Remarques complémentaires à propos des résultats précédents	83
CONCLUSION	87

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Effet Compton et Effet Čerenkov.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 12 juin 1939.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

G. ROUSSY.



